ERIODICAL Oceanographical Soc. of Japan. Journal
(2)
LIBRARY
DEC 4 1959
FISH & WILDLIFE SERVICE
14(2)

日本海洋学會誌

JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN

ND
C P. 35-46

Volume 14, Number 2 JUNE 1958

CONTENTS

市栄誉：海洋における密度の鉛直構造の理論（英文）……35～40

市栄誉：海底における衝撃に因る津浪発生の理論（英文）……41～44

日高孝次：市栄博士の論文“海底における衝撃に因る津浪発生の理論（序報）”への覚書（英文）……45～46

佐々木忠義，渡辺精一，大柴五八郎，岡見登：新しい測器による海中の光の角分布の測定(英文)……47～52

西村三郎：日本列島対馬暖流域におけるハリセンボンの“寄り”現象について——I “寄り”の地域的・時期的出現状態 (1) ……53～58

西村三郎：日本列島対馬暖流域におけるハリセンボンの“寄り”現象について——II “寄り”の地域的・時期的出現状態 (2) ……59～63

寄稿……65～75

録事……77～80

T. ICHIYE: *A Theory of Vertical Structure of Density in the Ocean.* ……35～46

T. ICHIYE: *A Theory on the Generation of Tsunamis by an Impulse at the Sea Bottom*……41～44

K. HIDAKA: *A Note to Dr. Ichiye's Paper "A Note on the Generation of Tsunamis by an Impulse at the Sea Bottom (Preliminary Report)."* ……45～46

T. SASAKI, S. WATANABE, G. OSHIBA and N. OKAMI: *Measurements of Angular Distribution of Submarine Daylight by Means of a New Instrument.* ……47～52

S. NISHIMURA: *Mass Stranding of Porcupine Puffer along the Coasts of the Tsushima Current Region of the Japan Archipelago—I. Occurrence of the Mass Stranding by Regions (1).* (in Japanese) ……53～58

S. NISHIMURA: *Mass Stranding of Porcupine Puffer along the Coasts of the Tsushima Current Region of the Japan Archipelago—II. Occurence of the Mass Stranding by Regions (2)* (in Japanese) ……59～63

Correspondences……65～75

Proceedings……77～80

Published quarterly by the

Oceanographical Society of Japan

c/o Geophysical Institute, Tokyo University

Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

日本海洋学会

会　長　日高孝次　東京大学

副会長　宇田道隆　東京水産大学
　　菅原健　名古屋大学

評議員（在京）：

編集委員：中野猿人*，新野弘，丸茂隆三，半沢正男，大久保明，宇野木早苗

会計委員：増沢譲太郎*，平野敏行

庶務委員：（文書連絡，事務局の監督）吉田耕造；（会合，議事）宮崎正衛*，福岡二郎；（企画）宇田道隆*，南日俊夫，宇野木早苗；（渉外――外国に対する）三宅泰雄*，竹内能忠；（国内の他学会との連絡）庄司大太郎；（海洋研究所設立準備委員会との連絡）松江吉行；（選挙事務，名簿）安井正；（学会図書）福岡二郎

監　査：須田晥次*，新野弘

評議員（地方）：井上直一，木村喜之助，楠宏，小泉政美，斎藤行正，下村敏正，菅原健，杉浦次郎，辻田時美，速水頌一郎，菱田耕造，福富孝治，藤井義之，松平康男，元田茂

*印は委員長

日本海洋学会誌投稿規定

1. 投稿資格　報文の投稿者は，原則として本会々員に限る．但し会員外の協同研究者を含むことは差支えない．

2. 報文の受理　編集委員会が報文を受理した日をもつて受理日と定める．尚受理報文は，原則としてすでに公の会で講演されたもので，未印刷のものに限る．特に日本海洋学会の年会又は月例会で講演されたものであることが望ましい．原稿には講演の年月日・会名・場所を附記されたい．

報文の原稿は，東京都杉並区馬橋 4ノ499 気象研究所海洋研究部内日本海洋学会誌編集委員会宛直送のこと．

3. 報文の用語　報文の用語は，和文（英文の要約を含む）又は欧文（原則として英語）の何れでもよい．

4. 原稿の書き方　報文は簡潔にわかり易く書き，図表を含めて**印刷頁で10頁以内**（和文では 400 字詰原稿用紙図表を含めて約45枚以内，欧文では通常のタイプライター用紙に，ダブル・スペース25行で，図表を含めて約25枚以内）を原則とし，それを超える時は，超過分に対し相応の実費を申受ける．**なお著者は必ず原稿の写しを保管てしおくこと．**

原稿を書く時には，次のにことがらに留意されたい．

（a）　和文原稿は，原稿用紙に読み易い字体で書き，欧文原稿は厚手の用紙にダブル・スペースでタイプすること．

（b）　報文の始めには，題名・著者名・所属機関名を明示すること．和文（英文）原稿では，之等の項目を英文（和文）でも附記すること．

（c）　和文原稿には，本文の始めに英文の要約を附すること．

（d）　図はそのまま版下になるように，黒インク又は墨で書くこと．図の大きさ(特に図の中の数字等)は印刷時の縮少を考慮して書くこと．

（e）　図及び表はなるべく少くしていただきたい．図 8 枚を超える場合及び特殊なものに対しては，実費を申受けることがある．

（f）　図及び表には必ず説明をつけ，和文原稿でも図表の説明は英文で書くこと．

（g）　数式は行を開けて，明瞭に書くこと．

（h）　引用文献は，報文の最後にまとめてつけ，和文の場合には通し番号をつけ番号順に，欧文の場合には，著者のアルファベット順に並べること．

（i）　人名（和文中の外国人名を含む）はスモール・キヤピタルを用いる．

（j）　論文の型式は第 12 巻以後の各号を参照して，之にしたがうこと．

5 編集　日本海洋学会誌の編集は，編集委員会で行う．編集委員会は，事情により原稿中の字句の加除訂正を行い，或いは著者に請求することがある．内容の如何によつては原稿を受理しないことがある．初校は原則として著者が行う．

6. 別刷　別刷は報文一編につき 50 部を無料で著者に進呈する．これ以上の部数に対しては，実費（送料を含む）を徴収する．

The Journal of the Oceanographical Society of Japan. Vol. 14, No. 2, June 1958

A Theory of Vertical Structure of Density in the Ocean*

Takashi ICHIYE**

1. Introduction

In the cradle age of oceanography the thermohaline circulation was considered as the primary cause of oceanic circulation, but recent success in wind driven circulation theory caused this notion to be neglected until certain studies of the deep sea circulation have been done by STOMMEL (1955, 1957) and one of his results—existence of a deep counter current under the Gulf Stream—was indeed verified by an observation (SWALLOW and WORTHINGTON, 1957). In fact this sort of circulation is a principal part of deep sea circulation, and yet analytical discussion of the problem seems to be prohibitive, since the problem is essentially non-linear. In this respect Stommel is also a pioneer who discusssed a solution of a non-linear problem about the mechanism of thermocline retaining an advective term in heat transfer equation (STOMMEL, 1957b), although LINEYKIN (1955) and STOMMEL & VERONIS (1957) worked on theoretical models of thermocirculation based on linearized equations. This paper treats the similar problem to Stommel's non-linear theory from different approach and the author considers that it is somewhat worthwhile to be printed in this journal, since in Japan this problem seems to be novel.

2. Fundamental equations

As equations of motion we consider the following system.

$$-f\rho v=-\frac{\partial p}{\partial x}+A\rho\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \qquad (1)$$

$$f\rho u=-\frac{\partial p}{\partial y}+A\rho\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \qquad (2)$$

$$g\rho=-\frac{\partial p}{\partial z} \qquad (3)$$

where f is Coriolis' coefficient and A is vertical eddy viscosity. The equation of continuity is

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x}+\frac{\partial \rho v}{\partial y}+\frac{\partial \rho w}{\partial z}=0 \qquad (4)$$

Differentiating (1) and (2) with z and substituting (3) we have

$$-f\frac{\partial \rho v}{\partial z}=g\frac{\partial \rho}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial z}\left(A\rho\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \qquad (5)$$

$$f\frac{\partial \rho u}{\partial z}=g\frac{\partial \rho}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial z}\left(A\rho\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right) \qquad (6)$$

Cross-differentiating (5) and (6) and substituting (4) we have

$$-f\frac{\partial^2}{\partial z^2}(\rho w)+\beta\frac{\partial \rho v}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial z}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(A\rho\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right)-\frac{\partial}{\partial y}\left(A\rho\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right)\right\} \qquad (7)$$

As an equation of mass flux we take

$$u\frac{\partial \rho}{\partial x}+v\frac{\partial \rho}{\partial y}+w\frac{\partial \rho}{\partial z}=K\frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \qquad (8)$$

When we assume the geostrophic relation for horizontal velocity which is quite plausible for deep sea current, equations (7) and (8) become very simple. For from (5) and (6) we have

$$\rho v\fallingdotseq-\frac{g}{f}\int_{z_0}^{z}\frac{\partial \rho}{\partial x}dz,\quad \rho u\fallingdotseq\frac{g}{f}\int_{z_0}^{z}\frac{\partial \rho}{\partial y}dz \qquad (9)$$

where z_0 is a reference level where horizontal velocity vanishes. Putting into the equation (8) we can see easily that the first two terms in the left hand side vanish when

$$\frac{\partial \rho}{\partial x}\int_{z_0}^{z}\frac{\partial \rho}{\partial y}dz-\frac{\partial \rho}{\partial y}\int_{z_0}^{z}\frac{\partial \rho}{\partial x}dz=0 \qquad (10)$$

General expression for ρ which satisfies this condition is very difficult to get, but when ρ is expressed by

$$\rho=\rho_1(x,y)\rho_2(z)+\rho_3(z)+\rho_4(x,y) \qquad (11)$$

the condition (10) is satisfied for arbitrary functions ρ_1, ρ_2 and ρ_3 and for function ρ_4 satisfying

* Received February 20, 1958. Woods Hole Oceanographic Institution Contribution No. 951

** Oceanographical Section, Japan Meteorological Agency. Now at Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, Mass.

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial x}\frac{\partial \rho_4}{\partial y}-\frac{\partial \rho_1}{\partial y}\frac{\partial \rho_4}{\partial x}=0$$

or ρ_4 having functional relation with ρ_1. Such expression of ρ seems to be quite general and indeed the density distribution in the ocean may be well described by such functions by taking suitable forms for ρ_i. Therefore under geostrophic assumption we have

$$w\frac{\partial \rho}{\partial z}=K\frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \qquad (12)$$

On the other hand, the equation (7) is also changed into simpler form such as

$$f\frac{\partial^2}{\partial z^2}(\rho w)+\frac{\beta g}{f}\frac{\partial \rho}{\partial x}=\frac{Ag}{f}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(\Delta\rho-\frac{\beta}{f}\frac{\partial \rho}{\partial y}\right) \qquad (13)$$

where the right hand side is obtained under the assumption that $|\partial\rho/\partial z| \ll |\partial u/\partial z|$, $|\partial v/\partial z|$ which is justified in the ocean, though we cannot neglect $\partial\rho/\partial z$ against $\partial w/\partial z$. Therefore the problem is to solve (12) and (13) about unknown functions ρ and w.

3. Solution of non-viscous model

The equations (12) and (13) are transformed into non-dimensional form by taking

$$\rho=\rho_0\sigma,\ w=w_0W,\ z=z_0Z,\ x=x_0X,\ y=x_0Y \qquad (14)$$

where quantities with suffix "o" indicate characteristic values, and the result of such transformation becomes

$$\frac{\partial \sigma}{\partial X}+m\frac{\partial^2}{\partial Z^2}(\sigma W)=a\frac{\partial^2}{\partial Z^2}\left(\frac{\partial^2\sigma}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\sigma}{\partial Y^2}-l\frac{\partial \sigma}{\partial Y}\right) \qquad (15)$$

$$W\frac{\partial \sigma}{\partial Z}=k\frac{\partial^2\sigma}{\partial Z^2} \qquad (16)$$

where

$$m=\frac{f^2x_0w_0}{\beta g{z_0}^2},\quad a=\frac{A}{\beta x_0{z_0}^2},\quad l=\frac{\beta x_0}{f},\quad k=\frac{K}{w_0z_0} \qquad (17)$$

First we consider the case of non-viscous model which is simple but more instructive for non-linear mechanism. When we neglect viscosity, the equation (15) becomes

$$\frac{\partial \sigma}{\partial X}+m\frac{\partial^2}{\partial Z^2}(\sigma W)=0 \qquad (18)$$

Putting $\sigma=e^{\alpha}XF(Z)$ and substituting in (16) we find

$$W=kF''/F' \qquad (19)$$

Then (18) becomes an ordinary differential equation for $F(Z)$ such as

$$\frac{\alpha}{km}F+\frac{d^2}{dZ^2}\left(\frac{FF''}{F'}\right)=0 \qquad (20)$$

Although this equation is non-linear, we can integrate it approximately. As well known, thes patial change of density of water in the ocean is very small, so that we can put

$$F=1-\in(Z) \qquad (21)$$

where we can assume that $\in(0)=0$ without loss of generality and also $\in(Z)$ has a positive value generally increasing with Z, the magnitude of which is very small compared with 1 or never exceeds 10^{-2} in the open sea.

By introducing a function $\in(Z)$, the equation (20) can be integrated approximately. However, we have to discuss about boundary conditions before proceeding to a detailed analysis of integration. We should take necessary boundary conditions, at first, such that vertical velocity must vanish at the surface and at the bottom, which are expressed analytically as

$$F'=0 \text{ or } \in'=0 \text{ at } Z=0 \text{ and } 1 \qquad (22)$$

On the other hand, we cannot postulate the condition that the flux of mass should vanish at the bottom, if we take the above condition (22) at the bottom. For, when we assume that the flux of mass vanish at the bottom, then $\in'(0)=0$ and thus $\in\sim Z^n$, $(n>1)$ near $Z=0$. Then $F''/F'=\in''/\in'\sim(n-1)/Z$. This makes vertical velocity W infinitive at $Z=0$. Therefore the value of $\in'(0)$ should be finite mathematically, if we assume that vertical velocity vanishes at the bottom, although the flux of mass may be taken negligibly small at the bottom, as shown in subsequent discussion.

Under the assumption that $\in(Z)$ is very small we can integrate the equation (20) formally

$$(1-\in)\frac{\in''}{\in'}=-\frac{s}{2}Z(Z-1)+s\left(\int_0^Z\int_0^{Z_1}\in(Z_2)\,dZ_2dZ_1-Z\int_0^1\int_0^{Z_1}\in dZ_2dZ_1\right) \qquad (23)$$

where $s=\alpha/km=\alpha\beta g{z_0}^3/f^2x_0K$

We can obtain the first approximation for

$\in(Z)$ from the equation

$$\in_1''/\in_1' = s(Z-Z^2)/2 \qquad (24)$$

which is easily integrated, because $\in''/\in' = d\log(-\in')/dZ$, where $\in_1$ means the first approximation for $\in$. The solution of (24) is

$$\in_1'(Z) = c_1 \exp\frac{s}{12}(-2Z^3+3Z^2-1) \qquad (25)$$

where c_1 is the flux of mass at the surface. From (25) we get

$$\in_1(Z) = c_1 \int_0^Z exp\frac{s}{12}(-2Z^3+3Z^2-1)\,dZ \qquad (26)$$

There are two types of boundary value problem possible, one of which is that the flux of mass at the surface is given and the other is that the value of $\in(Z)$ is given. In the former problem c_1 is a known constant, but in the latter c_1 is determined from the equation

$$c_1 = \varepsilon \Big/ \int_0^1 \exp\frac{s}{12}(-2Z^3+3Z^2-1)\,dZ$$

where ε is a given value of $\in(1)$.

Starting from the first approximation given by (26) we can proceed to any order of approximation by iteration method. Generally the m-th approximation for $\in(z)$ can be obtained as the solution of the equation

$$\frac{\in''_m}{\in'_m} = \psi_{m-1}(Z) = \left\{\frac{s}{2}(Z-Z^2)+\phi_{m-1}(Z)\right\}\Big/\{1-\in_{m-1}(Z)\} \qquad (27)$$

where

$$\phi_{m-1}(Z) = s\left(\int_0^Z\int_0^{Z_1} \in_{m-1}(Z_2)\,dZ_2dZ_1 - s\int_0^1\int_0^{Z_1} \in_{m-1} dZ_2dZ_1\right) \qquad (28)$$

and thus

$$\in'_m(Z) = c_m \exp\int_1^Z \psi_{m-1}(Z)\,dZ \qquad (29)$$

where c_m is the flux of mass at the surface and when this is given we put $c_m=c_1$ or when $\in(1)$ is given as ε, we can determine c_m from the next relation

$$c_m = \varepsilon \Big/ \int_0^1 \exp\Big(\int_1^Z \psi_{m-1}(Z)\,dZ\Big)dZ \qquad (30)$$

4. Numerical results

Since $\in_{m-1}(Z)$ is assumed to be small compared with 1, it is more convenient to take the approximate value of ψ_{m-1} expressed by

$$\psi_{m-1}(Z) = \frac{s}{2}(Z-Z^2)(1+\in_{m-1})+\phi_{m-1}(Z) \qquad (31)$$

and further for convenience of numerical computation we put

$$\in_{m-1} = \varepsilon Z^n \qquad (32)$$

by choosing suitable values of constant ε and n, then we obtain more convenient form for ψ_{m-1}

$$\psi_{m-1}(Z) = \frac{s}{2}(Z-Z^2) + s\varepsilon\left\{\frac{Z^{n+2}-Z}{(n+1)(n+2)} - \frac{Z^{n+2}-Z^{n+1}}{2}\right\} \qquad (33)$$

For determination of ε and n, when c_1 is given we may put simply $n=c_1$, because this gives good approximation for $\in(Z)$ near $z=1$, whereas when $\varepsilon=\in(1)$ is given, we have only to estimate the value of n so as to fit $\in_{m-1}(Z)$ near $Z=1$, and such estimation is done easily by taking $\log \in_{m-1}$.

The correction term in the equation (33) which has a factor $s\varepsilon$ seems to be very small both for the extreme case of $n\gg 1$ or $n\simeq 0$, as easily seen from the form, because for a large n the first term has a factor $1/(n+1)(n+2)$ and the second term has $Z^{n+1}(Z-1)$, whereas for $n\to 0$ these two terms become equal to each other. In fact, the results of numerical computation indicate that this correction term is always so small compared with the first term of (33) for the range of s larger than 1 that the first approximation is already accurate enough for practical purpose.

For the purpose of numerical computation, we take $f=10^{-4}$, $\beta=2\times10^{-13}$, $g=10^3$, $x_0=2\times10^8$, $z_0=4\times10^5$ then we have $s=6.4\times10^6\times(\alpha/K)$. From the observation in the open sea α may be 10^{-6} to 10^{-3}. We have no reliable value of K, but from various basis it seems to have a value between 1 and 10 (cgs). Therefore the range of s is as a whole between 1 and 10^4. Further, here we consider the problem that the density at the surface is given, where $\varepsilon=5\times10^{-3}$, which corresponds to the condition that the difference of σ_t be-

tween the surface and bottom is 5, or when we take the bottom value of $\sigma_t=28$, then its surface value is 23.

The results of numerical computation are shown in fig. 1, where vertical density distribution computed by the formula (26) or (27) is shown for different values of s ranging from -10^3 to 10^3. When s has a large positive value, conspicuous thermocline develops very near the surface, whereas for a large negative value of s upper homogeneous layer extends down to the great depth. As the absolute value of s decreasing, the density distribution approaches to that of linear change with the depth. Such density distribution is closely associated with the structure of vertical current which is expressed by

$$W/k=\in''/\in'\fallingdotseq\frac{s}{2}(Z-Z^2)+\varphi_m(z) \qquad (34)$$

where $\varphi_m(Z)$ is the correction term, and for the positive value of s the vertical current is upwards and for negative s, it is downwards. In other words, upwards motion brings the water of deeper layer near the surface, so that the thermocline develops near the surface (for $s>0$), and downwards motion brings the surface water to deeper

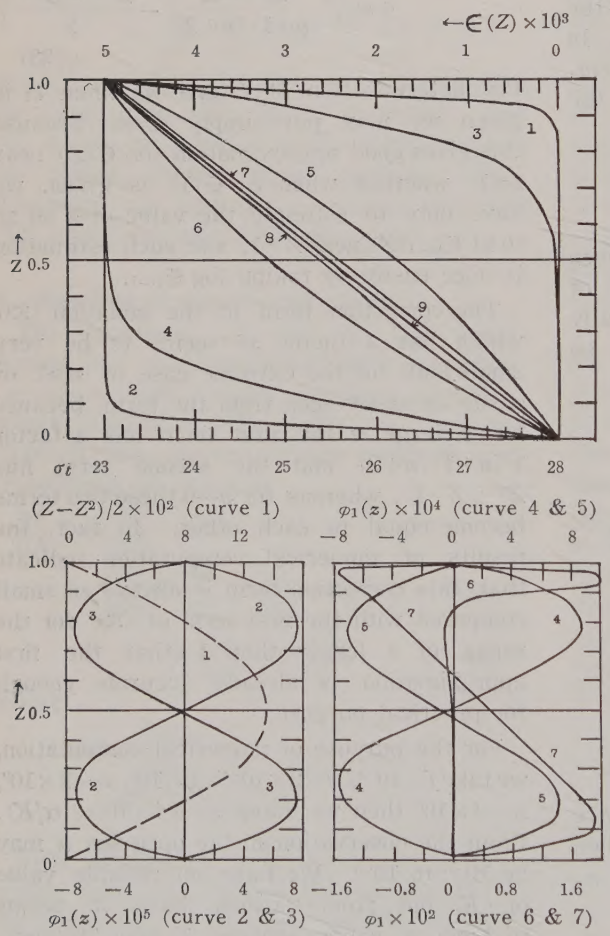


Fig. 1 Profiles of density for non-viscous ocean.
Curves 1, $s=10^3$; 2, $s=-10^3$; 3, $s=10^2$; 4, $s=-10^2$; 5, $s=10$; 6, $s=-10$; 7, $s=1$; 8, $s=-1$; 9, $s=0$

Fig. 2 The main term (broken line $(Z-Z^2)/2$) and correction term $\varphi_1(Z)$ in the equation (31)
Curve 1, $=(Z-Z^2)/2$; 2, $s=1$; 3, $s=-1$; 4, $s=10$; 5, $s=-10$; 6, $s=10^3$; 7, $s=-10^3$

layer (for $s<0$). Since the sign of s is determined only by that of α, the density field increasing eastwards ($\alpha>0$) produces the upwards motion ($s>0$). On the other hand, small absolute value of s indicates that the mixing effect is more predominant than that of advection, which results in the linear distribution of density and small amount of vertical velocity.

The curves shown in fig. 1 are based on

the first approximation, and in fact the correction term is so small that higher order of the approximation is almost the same as the first approximation. The correction term is computed for $s=\pm 1$, ± 10 from the equation (33) and for $\pm 10^3$ by numerical integration. The result is shown in fig. 2, where the distribution of the main term $\frac{s}{2}(Z-Z^2)$ is also shown. We can see from these curves that correction term is quite small compared with the main term, for example the maximum of the correction term is about 7×10^{-4} of that of the main term for $s=\pm 1$ and about 2×10^{-4} for $s=\pm 10^3$. Therefore we cannot distinguish the second approximation from the first by the scale of the charts here used.

5. Solution of viscous model

When the vertical eddy viscosity is considered, the equation (15) is transformed to the ordinary differential equation about z by assuming $\sigma=e^{\alpha x+\delta y}F(Z)$ and the result is

$$sF+\frac{d^2}{dZ^2}\left(\frac{FF'}{F'}\right)=rF' \qquad (35)$$

where

$r=a(\alpha^2+\delta^2-l\delta)/mk=Agz_0^2(\alpha^2+\delta^2-l\delta)/Kx_0^2f^2$

Similarly to the process in non-viscous case, we introduce the function $\in(Z)$ and integrate the equation (35) under boundary conditions that $W=0$ at $Z=0$, 1 and $\in(1)=\varepsilon$ then we obtain

$$(1-\in)(\in''/\in')=s(Z-Z^2)/2+\phi(Z)-r(\in-\varepsilon Z) \qquad (36)$$

where $\phi(Z)$ is the same function as defined by (28).

The equation (36) is also not integrable analytically, but we can obtain the approximate solution by iteration method, when $r\varepsilon$ is of the same order of magnitude as s or less. For this purpose we start from the solution for $\in(z)$ obtained in the previous section and then integrate the next equation successively

$$\in''_m/\in'_m=s(Z-Z^2)/2+\varphi_{m-1}(Z)-r(\in_{m-1}-\varepsilon Z) \qquad (37)$$

As numerical examples, we consider the case of $s=\pm 10^2$ and density distributions computed by the equation (37) are shown for $r=\pm 2\times 10^2$ and $\pm 2\times 10^3$ in fig. 3A. In this example the second approximation is almost the same as the first one (fig. 3B). When r is negative, the effect of additive term with r is to make the density distribution approach to the linear decrease with the depth, whereas when it is positive, the effect is the same as that of increasing absolute value of s. In the actual ocean, the term of $\beta\delta$ is predominent in the coefficient $\alpha^2+\delta^2-l\delta$ of r, since $l\fallingdotseq 0.4$ and also the density generally increases northwards, δ is considered as positive, so that r is usually negative. As a result, the effect of vertical eddy viscosity produces the density distribution of more thoroughly mixed state.

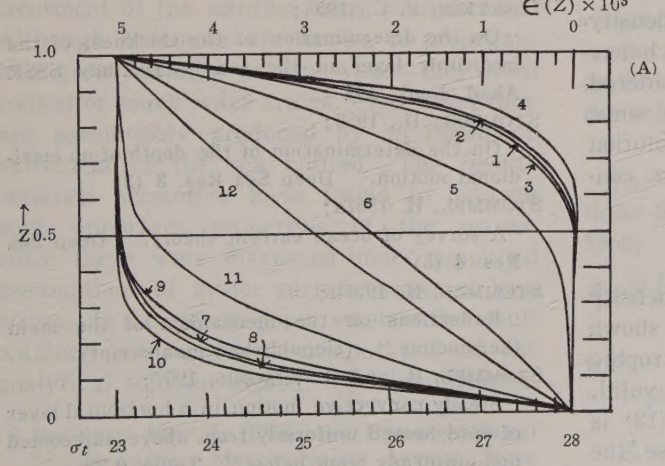
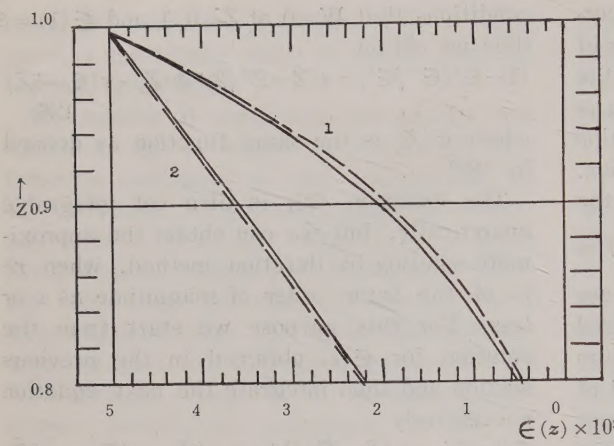


Fig. 3A Profiles of density for viscous ocean
$s=10^2$ from curve 1 to 6, $s=-10^2$ from 7 to 12. Curve 1, $r=0$; 2, $r=2\times 10^2$; 3, $r=-2\times 10^2$; 4, $r=2\times 10^3$; 5, $r=-2\times 10^3$; 6, $r=-5\times 10^4$. Curve 7, $r=0$; 8, $r=2\times 10^2$; 9, $r=-2\times 10^2$; 10, $r=2=10^3$; 11, $r=-2\times 10^3$; 12, $r=-5\times 10^4$

When $|r\varepsilon|\gg|s|$, this procedure of iteration becomes poor in convergence and we had



(B) Fig 3B Profiles of density for viscous ocean near the surface given by the first (broken line) and the second approximation (solid line).
Curve 1, $r=2\times10^3$; 2, $r=-2\times10^3$, both $s=10^2$.

better resort to the method of expanding $\in(Z)$ in series of powers of $1/r$ such as

$$\in=\xi_0+\xi_1 r^{-1}+\xi_2 r^{-2}+\cdots\cdots$$

where

$$\xi_0=\varepsilon Z+s(Z-Z^2)/2r+\varphi_1(Z)/r$$

Then the equation (36) becomes

$$\xi_0''+\xi_1'' r^{-1}+\xi_2'' r^{-2}+\cdots\cdots$$
$$=-(\xi_1+\xi_2 r^{-1}+\cdots\cdots)(\xi_0'+\xi_1' r^{-1}+\cdots\cdots)$$

and the coefficients $\xi_1, \xi_2\cdots\cdots$ are determined by equating the term of same power of $1/r$. The first two terms are given by

$$\xi_1=\frac{c_2}{(c_1-c_2Z)},\quad \xi_2=-\frac{3c_2^3}{(c_1-c_2Z_2)^4},$$

where $c_1=\varepsilon+s/2r$, $c_2=s/r$

In fig. 3, the results of computation by this method are shown by taking $s=\pm10^2$ and $r=-5\times10^4$. They indicate that the increase of absolute value of r produces the density distribution more close to the linear change about the depth, which is considered as well-mixed state. This is plausible, since we can see easily that $\in=\varepsilon Z$ is the solution of (36) under the boundary conditions considered here, as $|r|$ becomes infinitive.

6. Concluding remarks

It is rather amazing that the density structure has very simple profiles as shown in fig. 1 and 3. So far as the geostrophic assumption for horizontal velocity is valid, the simplified equation of mass flux (12) is considered as sufficiently exact, because the density distributions obtained both in section 4 and 5 satisfy the relation (11). On the other hand, the solutions shown here are very crude, particularly those in section 5, so that in order to discuss fine structure of density we should obtain more analytically rigorous solution, and this is especially true when $r\varepsilon$ is of the same order of magnitude as s, because somewhat more complicate density profiles may be encountered in such range of parameters, although in such case they are, as a whole, represented by a linear curve.

Acknowledgement: The author wishes his thanks to Mr. Henry STOMMEL, Dr. George VERONIS and Dr. Willem MALKUS who have stimulated his interest about convective circulation.

References

LINEYKIN, P. C., 1955;
"On the determination of the thickness of the baroclinic layer in the sea." Doklady SSSR Akad. Nauk, **101**

STOMMEL, H., 1956;
"On the determination of the depth of no meridional motion." Deep Sea Res. **3** (2)

STOMMEL, H. 1957a;
"A survey of ocean current theory." Deep Sea Res. **4** (3)

STOMMEL, H. 1957b;
"Reflections on the mechanism of the main thermocline." (Unpublished manuscript)

STOMMEL, H. and G. VERONIS, 1957;
"Steady convective motion in a horizontal layer of fluid heated uniformly from above and cooled non-uniformly from below." Tellus **9** (3)

WORTHINGTON, L. V. and J.C. SWALLOW, 1957;
"Measurements of deep currents in the Western North Atlantic." Nature **179** pp 1183-1184

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 14, No. 2 June 1958

A Theory on the Generation of Tsunamis by an Impulse at the Sea Bottom

Takashi ICHIYE**

Abstract: A theory of tsunami generation by an impulse at the sea bottom is proposed The bottom is supposed to be suddenly elevated, and corresponding oscillations of the water up to the surface and the propagation of tsunami waves in both directions are shown.

1. Introduction

The theory of waves produced by a local disturbance of the surface was already studied in the nineteenth century by CAUCHY and POISSON, which has become a well-known classical theory in hydrodynamics. On the other hand, the waves caused by an impulse at the bottom, such as a submarine earthquake, have been generally called by the Japanese name "tsunami" and their dynamics seem to remain still obscure in some respects, though the problem was treated by several authors (SANO and HASEGAWA, 1915; SYONO, 1936; TAKAHASHI, 1942; ICHIYE, 1950). The most serious difficulty in this problem lies in the condition that such waves have an intermediate property between long waves and surface waves, which makes the analytical treatment of the solution more complicated. Although tsunamis are known to propagate to a great distance as long waves, they often consist of many wave trains, even when they are presumably produced by an impulsive movement of the sea bottom. The results obtained heretofore have failed to indicate such important properties of the waves, since these were discussed under simplified assumptions of either surface waves or long waves. In the present paper we show the result obtained by numerical computation of the analytical solution without any simplification.

* Received May 1, 1958. ** Oceanographical Section, Japan Meteorological Agency. Work done at Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, Mass. Present Affiliation: The Florida State University, Oceanographic Inst., Tallahassee, Fla.

2. Fundamental equations and analytical solution

Here we take the simplest model so far as such model does not destroy its consistency with an actual situation, since we lay stress on the explanation of the fundamental characteristics of the waves rather than on the elaborate discussion.

Assuming irrotational motion, there exists velocity potential $\Phi(x,y)$ which satisfies $\Delta\Phi=0$, where we take two-dimensional case only and x-axis is taken horizontal, with y-axis vertically upwards and origin of the coordinates at the bottom. The dynamic and kinematic boundary conditions at the surface $y=h$ are

$$\partial^2\Phi/\partial t^2+g\partial\Phi/\partial y+\mu\partial\Phi/\partial t=0 \qquad (1)$$

$$\partial\zeta/\partial t=-\partial\Phi/\partial y \qquad (2)$$

respectively, where g is gravity constant, ζ is the elevation of free surface, and μ the coefficient of virtual viscosity. We impress the velocity of the bottom $y=0$ as

$$\partial\Phi/\partial y=j(x)f(t). \qquad (3)$$

The analytical solution for Φ satisfying these boundary conditions is given by (ICHIYE, 1950)

$$\Phi=\Re\int_{-\infty}^{\infty}e^{i\omega t}d\omega\int_0^{\infty}A(\omega,k)\,(e^{ky}+Fe^{-ky})\cos kx\,dk \qquad (4)$$

where

$$F=e^{2kh}(gk-\omega^2+i\mu\omega)/(gk+\omega^2-i\mu\omega)$$

$$A(\omega,k)=\frac{1}{\pi^2k(1-F)}\int_{-\infty}^{\infty}f(v)e^{i\omega v}dv \times\int_0^{\infty}j(u)\cos ku\,du.$$

When we put

$i(x)=M$, for $|x|<R$; $j(x)=0$, for $|x|>R$
$f(t)=N$, for $|t|<\tau$; $f(t)=0$, for $|t|>\tau$
(5)

which indicates the condition that the constant impulse is impressed at the bottom for a finite time interval and a finite region, we can get the following expression for the function ψ defined as $\psi=(\partial\Phi/\partial y)_{y=h}$ by integrating (4) first with the argument ω and putting $\mu=0$

$t<-\tau$; $\psi=0$

$\tau>t>-\tau$,

$$\psi=\frac{4MN}{\pi}\int_0^\infty \frac{\sin kR\cos kx\cos\omega_0(t+\tau)\,dk}{k\cosh kh}$$

$t>\tau$,

$$\psi=\frac{4MN}{\pi}\times\int_0^\infty\frac{\sin kR\cos kx\{\cos\omega_0(t+\tau)-\cos\omega_0(t-\tau)\}dk}{k\cosh kh} \quad (6)$$

where

$$\omega_0=\sqrt{gk\tanh k}\,.$$

It seems to be more convenient to express the solution in non-dimensional form and we put

$\xi=x/h$, $r=R/h$, $\sigma=\tau\sqrt{g/h}$, $s=\sigma(t/\tau+1)$

then we obtain the equations for the surface elevation such as

$$s<0;\qquad \zeta=0$$

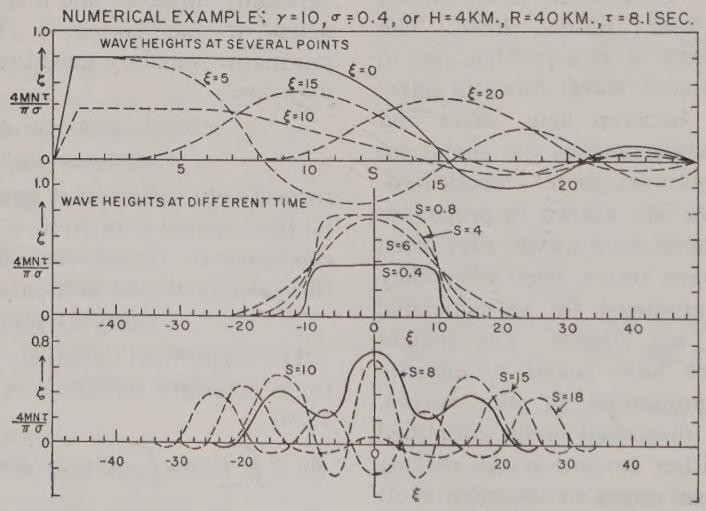
$$2\sigma>s>0,\quad \zeta=-\frac{4MN\tau}{\pi\sigma}\int_0^s I(s)\,ds$$

$$s>2\sigma,\qquad \zeta=-\frac{4MN\tau}{\pi\sigma}\int_{2\sigma}^s I(s)\,ds \quad (7)$$

where

$$I(s)=\int_0^\infty\frac{\sin\gamma p\cos\xi p\cos(s\sqrt{p\tanh p})}{p\cosh p}\,dp \quad (8)$$

The difficulty of analytical discussion of this integral lies in the term $\cos(s\sqrt{p\tanh p})$ which makes the integration with p complicated, and thus heretofore the solution has been discussed by assuming this term simply as $\cos sp$ or $\cos s\sqrt{p}$, according as the depth is extremely shallow or deep compared with the width of the impulse. However, such treatment has not led to any successful result as stated in Section 1.



3. Numerical integration

Since analytical treatment of the integral is much complicated, we have to resort to numerical evaluation. However, in this integral even numerical computation is not so easy, because the integrand fluctuate so rapidly for a large value of γ, ξ, or s. Therefore, a special method of integration is required and this might be satisfied by the method devised by FILON (1928).

In order to apply this method to the present problem, we have first to take the finite interval of integration and estimate the error for neglecting the infinite part. We have

following inequalities

$$\left|\int_a^\infty \frac{\sin\gamma p\cos\xi p\cos(s\sqrt{p\tanh p})}{p\cosh p}dp\right|$$
$$\leq\int_a^\infty \frac{dp}{p\cosh p}$$
$$\leq 2\int_a^\infty e^{-p}dp/p=-2E_i(-a)$$

The values of $-E_i(-a)$ for different a are as follows:

$a=3$	4	5	6	7
$-E_i(-a)=1.3\times10^{-2}$	3.8×10^{-3}	1.1×10^{-3}	3.6×10^{-4}	1.1×10^{-4}

Therefore, here we take the upper limit of the integration as 6, which gives the error included less than 10^{-3}.

The application of FILON's integration is briefly shown, where the integral (8) can be expressed by the combination of the following integral.

$$J(a)=\int_0^a \frac{\sin(lp+s\sqrt{p\tanh p})}{p\cosh p}dp \quad (9)$$

Therefore it is enough to show the process of computation about (9). First, we divide the interval (0, a) into many small parts (a_i, a_{i+1}), and in each interval we approximately get

$$\sqrt{p\tanh p}\fallingdotseq c_ip+d_i$$

Then we apply Filon's method and the integral is expressed as

$$\int_{a_i}^{a_i+0} f(p)\sin(lp+s\sqrt{p\tanh p})dp$$
$$=h_i[\alpha_i\{f(a_{i+1})\cos(p_{i+1})-f(a_i)\cos p_i\}$$
$$+\beta_iS_{2s}+\gamma_iS_{2s-1}]$$

where

$$p_i=la_i+s\sqrt{a_i\tanh a_i}$$
$$a_{i+1}=a_i+2n_ih_i$$

$$S_{2s}=\frac{1}{2}\{f(a_i)\sin p_i+f(a_{i+1})\sin p_{i+1}\}$$

+Sum of all even ordinates of integrand.

S_{2s+1}=Sum of all odd ordinates of integrand, and α_i, β_i and γ_i are functions of $(c_i+l)h_i$, which are given in tables of FILON's paper. Especially in the initial interval $(0, a_1)$ we use the formula

$$J(a_1)\fallingdotseq\int_0^{a_1}\sin(l+s)p\,dp/p=S_i[a_1(l+s)]$$
for $a_1\fallingdotseq 0.5$

since the original formula is not applied to the lower limit 0.

4. Result of computation

One example of numerical evaluation from eqs. (7), (8) is shown graphically here, where the graphical representation gives two schemes, that is, one is the change of wave forms with time at different stations and another is the spatial distributions of wave height at successive stages after the impulse is impressed. The numerical constants for the present model are given by $\gamma=10$, $\sigma=0.4$, or $R=40$km, $\tau=8.1$sec for the depth $h=4$km, which correspond to a rather small scale impulse at the bottom. However, this model seems to give more interesting features than larger or smaller domain of disturbance, say, for larger or smaller value of γ, since in the latter case waves produced become more similar to long waves propagating without change of the form or to CAUCHY-POISSON wave, according as the magnitude of γ.

The characteristic features of the waves shown in this figure are that in the stage when the impulse is working the surface is elevated uniformly over the disturbance with increasing amplitude and after a stop of the impulse the elevation changes form gradually, with the height at the center decreasing and spreading into both directions. After $s=8$, the change of the surface is remarkable and it shows the generation of several ridges and troughs which propagate to both directions from the center. Further, the height of frontal waves becomes lower as they advance and also the wave length of these waves seems to increase as propagating, when we compare the stage $s=10$ and $s=18$. These curves indicate two important features of the waves, that is, one is that they consist of several wave trains even though the disturbance at the bottom is impulsive and the other is that the wave front advances faster than the velocity of long waves $\sqrt{gh}$, though the main part of the waves might proceed as long waves. The last property seems to give a good explanation of the fact that the velocities of tsunamis

estimated by the actual mareograms for some earthquakes give larger values than those computed from the relation $\sqrt{gh}$ by use of the depth in a chart.

In the last, the present research was partly supported by the Funds of the Scripps Institution of Oceanography, University of of California, under contract with the Japanese Orgazation of Tsunami Investigation.

Literatures

FILON, L. N. G., 1928-1929:
Proc. Roy. Soc. Edin. XLIX.

ICHIYE, T., 1950:
"On the theory of tsunami" Oceano. Mag. Vol. 2, No. 3.

SANO, K. and K. HASEGAWA, 1915:
Bull. Centr. Meteor. Office Vol. 2, No. 3.

SYONO, S., 1936:
"On the waves caused by a sudden deformation of a finite portion of the bottom of a sea of uniform depth" Geophys. Mag. Vol. 10.

TAKAHASHI, R. 1942:
"On seismic sea waves caused by deformations of the sea bottom" Bull. of Earthq. Res. Inst. Tokyo, Vol. 20, Part 4.

Revised June 30, 1958
The Florida State University, Oceanographic Institute Contribution No. 10

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 14, No. 2 June 1958

A Note on Dr. Ichiye's Paper: A Theory on the Generation of Tsunamis by an Impulse at the Sea Bottom*

Koji HIDAKA**

Abstract: A evaluation of a complicated integral is made to furnish Dr. Ichiye with necessary material for his discussion of tsunami generation given in the preceding paper.

In cooperation with the activities of the Japanese Organization for Tsunami Investigations, I was requested by Dr. Takashi Ichiye to evaluate the integral of the form:

$$I=\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{\sin\gamma p\cos\xi p\cos(\sigma\sqrt{p\tanh p})}{p\cosh p}dp$$

This is the report of computation. On evaluating this integral, we divided the range of p into several parts and different calculation methods were applied.

For the range $0\leqq p\leqq 0.300$, the integrand was expanded in a power series of p and its values was computed for $p=0.00$, 0.01, 0.02, ... 0.30. Usual Simpson's rule was then applied.

For $p\geqq 0.300$, the expansion fails. We therefore tranformed the integrand as follows:

$$\frac{1}{\pi}\int_{0.300}^\infty \frac{\cos(\sigma\sqrt{p\tanh p})}{p\cosh p}\{\sin(\gamma+\xi)p+\sin(\gamma-\xi)p\}dp$$

It is, therefore, only necessary to evaluate

$$\int_{0.300}^\infty f(p)\sin kpdp,$$

where $f(p)$ is a slowly varying function of p, while k represents either $\gamma+\xi$ or $\gamma-\xi$.

Divide the range $(p_{2n}\geqq p\geqq p_0)$ into $2n$ equidistant increments Δp and compute the values of $f(p)$ for $p=p_1, p_3, \cdots\cdots, p_{2n-1}$. Since $f(p)$ is a slowly varying function, we can write

$$f(p)=f_i+\frac{\Delta f_i+\Delta f_{i-1}}{2}\frac{p-p_i}{\Delta p}+\Delta^2 f_{i-1}\frac{(p-p_i)^2}{2(\Delta p)^2}$$

$$p_{i+1}\geqq p\geqq p_{i-1}$$

where f_i stands for $f(p_i)$ and Δf, $\Delta^2 f$ mean backward differences.

Then it is easily understood that

$$\begin{aligned}\int_{p_{i-1}}^{p_{i+1}} f(p)\sin kpdp=&-f_i\left\{\frac{\cos kp_{i+1}-\cos kp_{i-1}}{k\Delta p}\right\}\cdot\Delta p\\&+\frac{\Delta f_i+\Delta f_{i-1}}{2}\left\{\left(-\frac{\cos kp_{i+1}+\cos kp_{i-1}}{k\Delta p}\right)\right.\\&\left.+\frac{1}{k\Delta p}\left(\frac{\sin kp_{i+1}-\sin kp_{i-1}}{k\Delta p}\right)\right\}\cdot\Delta p\\&+\Delta^2 f_{i-1}\left\{\left(\left(\frac{1}{k\Delta p}\right)^2-\frac{1}{2}\right)\right.\\&\times\left(\frac{\cos kp_{i+1}-\cos kp_{i-1}}{k\Delta p}\right)\\&\left.+\frac{1}{k\Delta p}\left(\frac{\sin kp_{i+1}-\sin kp_{i-1}}{k\Delta p}\right)\right\}\cdot\Delta p.\end{aligned}$$

Thus, we have

$$\begin{aligned}\int_{p_0}^{p_{2n}} f(p)\sin kpdp&=\int_{p_0}^{p_2} f(p)\sin kpdp\\&+\int_{p_2}^{p_4} f(p)\sin kpdp\\&+\cdots\cdots\\&+\int_{p_{2n-2}}^{p_{2n}} f(p)\sin kpdp.\end{aligned}$$

Where $f(p)$ in each term on the right hand member represents the value of this function in the assigned range, represented as a part of a parabolic arc.

The range $p>0.300$ was again divided into several parts, or

(1) $p=0.3-2.0$, $\Delta p=0.1$
(2) $p=2.0-3.0$, $\Delta p=0.2$
(3) $p=3.0-5.0$, $\Delta p=0.4$
(4) $p=5.0-10.0$, $\Delta p=0.5$

The contributions for $p>10.0$ is very small and can be neglected.

As the result of computation following table was obtained. This table furnished Dr. ICHIYE with a basis for his discussions above.

* Received May 1, 1958
** Geophysical Institute, Tokyo University Tokyo.

Values of the Integral $\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{\sin\gamma p \cos\xi p \cos(\sigma\sqrt{p\tanh p})}{p\cosh p}\,dp$ $(\gamma=10)$

	$\xi=0$	5	10	15	20	25	30	35	40
$\sigma=$ 0	1.0000	1.0000	0.5000	0	0	0	0	0	0
0.4	1.0000	0.9996	0.4999	0.0011	0	−0.0028	0.0001	−0.0006	−0.0001
0.8	1.0000	0.9990	0.5000	0.0016	0	−0.0028	0	−0.0006	0
1.2	1.0000	0.9979	0.5001	0.0028	0	−0.0028	−0.0001	−0.0006	0
1.6	1.0000	0.9957	0.5001	0.0049	0	−0.0028	−0.0001	−0.0005	0
2.0	1.0000	0.9956	0.4999	0.0077	0.0001	−0.0027	0.0001	−0.0005	0.0001
2.4	1.0000	0.9859	0.4998	0.0145	0.0001	−0.0026	0.0001	−0.0005	0.0001
2.8	0.9999	0.9765	0.4999	0.0239	0.0001	−0.0026	0.0001	−0.0003	0
3.2	0.9998	0.9624	0.4999	0.0379	0.0001	−0.0025	0.0001	−0.0003	0
3.6	0.9995	0.9429	0.5001	0.0574	0.0003	−0.0024	−0.0001	−0.0002	−0.0001
4.0	0.9991	0.9161	0.5001	0.0840	0.0015	−0.0023	−0.0001	−0.0001	−0.0011
4.4	0.9981	0.8793	0.4999	0.1205	0.0010	−0.0019	0.0002	0.0002	0
4.8	0.9974	0.8380	0.5000	0.1618	0.0013	−0.0020	−0.0001	0.0001	0
5.2	0.9938	0.7863	0.4996	0.2133	0.0040	−0.0007	0.0005	−0.0012	−0.0018
5.6	0.9909	0.7271	0.4995	0.2721	0.0051	−0.0005	0.0011	−0.0004	−0.0006
6.0	0.9878	0.6649	0.5000	0.3347	0.0036	−0.0017	0	0.0004	0.0026

This work was supported by the funds provided by the Scripps Institution of Oceanography, University of California, under contract with the Japanese Organization for Tsunami Investigation. Tedious computation was carried out by Miss Tamiko Osada.

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 14, No. 2 June 1958

Measurements of Angular Distribution of Submarine Daylight by Means of a New Instrument*

Tadayoshi SASAKI,** Seiichi WATANABE,***
Gohachiro OSHIBA*** and Noboru OKAMI***

Abstract: The authors have studied methods of measuring angular distribution of submarine daylight and constructed a new instrument.

The instrument is suspended in seawater and the measurement can be carried out by remote control from on board a ship. From results of the experiments at sea the authors have found, that this instrument is entirely suitable for research. The experiments at sea of measuring angular distribution of daylight in the horizontal plane at each voluntary depth within 80 m have further brought about a lot of interesting results.

Introduction

For the purpose of studying the angular distribution in a horizontal and vertical planes of submarine daylight the authors have carried out experiments by means of an underwater observation chamber, "Kuroshio" (SASAKI *et al.* 1955, 1957).

In order to extend these studies the authors have designed and constructed a new instrument suspended in seawater and manipulated by remote control from on board a ship for measuring the angular distribution of submarine daylight. The angular distribution in a horizontal plane can be measured by this new instrument and by means of it our purpose has realized. The authors describe this new instrument and report the results of the experiments using it in this paper.

Description of the new instrument

The instrument must have a mechanism of revolving the light receiver of the underwater photometer in a horizontal plane and that of determining bearing of optical axis so as to measure the angular distribution of the submarine daylight in a horizontal plane. The instrument manipulated by remote control including the submerged unit, the deck unit and others consists of following parts:

1. The underwater photometer 2. The revolving mechanism of the light receiver and the indicator of the angular direction 3. The bearing indicator of the submerged unit 4. Cables 5. The operating unit on board

The general view of the instrument is shown in Fig. 1 and the arrangement of the submerged unit is shown in Fig. 2.

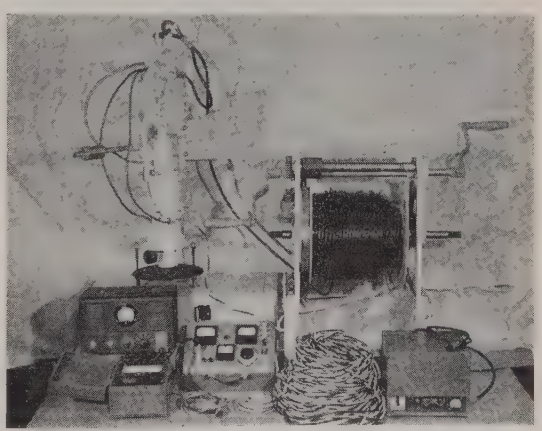


Fig. 1. General view of the instrument.

1. The underwater photometer

The underwater photometer consists of a light receiver employing a photomultiplier tube, a high-voltage supply (voltage regulated),

* Received April 28, 1958
** Tokyo University of Fisheries, Scientific Research Institute
*** Scientific Research Institute, Tokyo

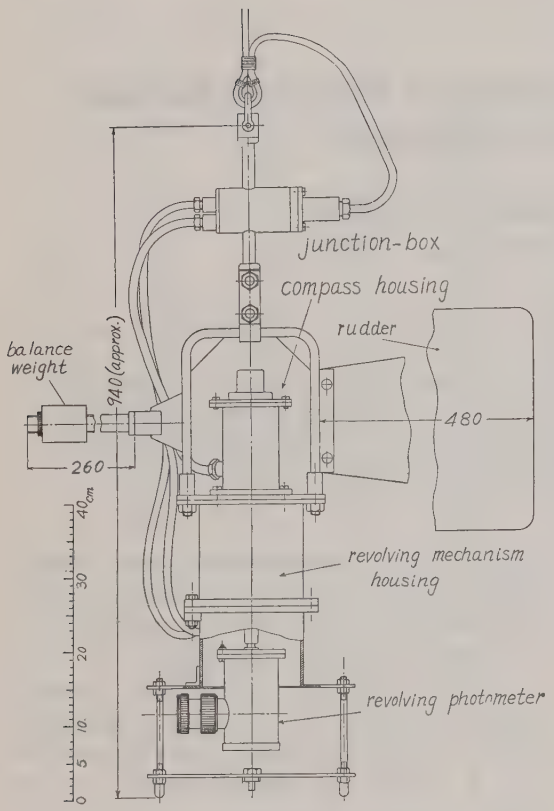


Fig. 2. Arrangement of the submerged unit.

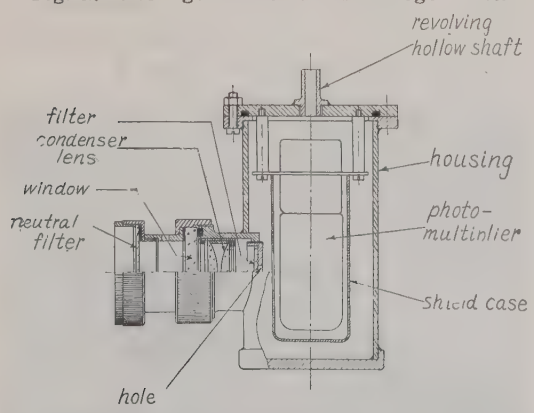


Fig. 3. Diagram of the light receiver of photometer.

a microammeter and a main cable. A portable standard light source is provided so as standardize the sensitivity of the photometer whenever measurement is done.

The diagram of the light receiver is shown in Fig. 3. Lenses, a green filter, a diaphragm with a small hole, a photomultiplier tube (RCA, 931-A), a dryer and others are placed in a water-tight case with a glass window having a 6 mm thickness. A suitable neutral density filter may be attached to the outside of the window so as to decrease the light intensity when it is too strong. By the lenses and the diaphragm inserted between the glass window and the phototube the directional character of about 10° is obtained. If the light receiver is sensible to a wider range of wave-lengths of light, the center of gravity at each depth, where measurements are done, is different from each other and the pattern of the angular distribution at each depth cannot be treated as that of the same wave-lengths.

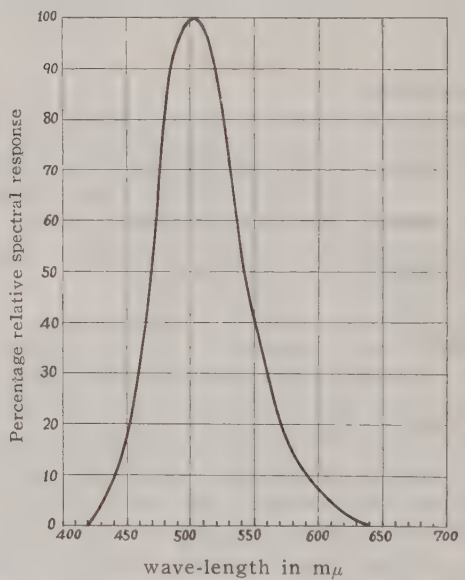


Fig. 4. Spectral sensitivity curve of the photomultiplier tube with green filter.

The spectral sensitivity curve of the photomultiplier tube with green filter is shown in Fig. 4. Each layer of seawater becomes deeper, the spectral energy distribution of light from all the directions in a horizontal plane at each depth concentrates on the narrower range in the neighberhood of 520 mμ (HULBURT, 1932). Therefore the range of wave-lengths, to which the light receiver is sensible, is narrowed and the center of gravity is adjusted to the neighborhood of 520 mμ.

The output voltage of high-voltage supply

can be adjusted to five steps within 400–1000 volts by switching a voltage divider and by a variable resistor with fine adjuster. The measurement is done at the constant voltage of 950 volts. The stability of the high-voltage supply is such a extent as the maximal deviation of photo-current is 0.05 μA, if the input voltage (A. C. 50 c.p.s.) is fluctuated between 85–115 volts. The dark current of the photomultiplier tube is 0.05 μA when 950 volts is supplied. However the instrument is prevented from moisture at sea some leak current takes place. The leak current of this instrument including the dark current is less than 0.1 μA.

When the voltage of 950 volts is supplied to the photometer without neutral density filter the reading of the microammeter between 0.1–100 μA has a lineality to the light intensity and therefore measurements are carried out within this range of current. If the light intensity is so strong that the current exceeds 100 μA a suitable neutral density filter is inserted and the reading of the microammeter should be kept within 100 μA.

2. The revolving mechanism of the light receiver of the photometer and the indicator of the angular direction

The revolving axle of the light receiver is rotated by a small D. C. motor and reduction gears in the water-tight case in which the revolving mechanism is placed. Each of 12 pins is fixed on worm-wheel attached to the revolving axle at a same distance on a circle and whenever the top of each pin contacts the microswitch the rotation of the motor stops. When the switch of the operating unit on board is pushed for about a second, the relay makes the motor start and the light receiver rotates as far as the angle of 30°, at which the receiver stops. When the receiver rotates from 0° to 330° the automatic reversing switch operates and makes the motor rotate to the opposite direction.

The angle between the optical axis of the light receiver and the submerged unit can be pointed out by the indicator on boad, which is moved by a change of the variable resistor mechanically connected with the revolving axle. When the optical axis is parallel to the axis of the valance weight of the submerged unit the reading of the indicator is 0°.

3. The bearing indicator

As the angle between the optical axis of the light receiver and the axis of the submerged unit can be found by the way described above, the direction of the optical axis can be determined if the bearing of the submerged unit is known.

The bearing indicator consists of a magnetic compass, circular wirewound resistor, a solenoid coil, other mechanisms placed in the water-tight case and the operating unit on board. The magnetic compass consists of two magnets, each of which is 50 mm long and has a diameter of 5 mm and the jewel bearing of the compass is supported by a hardened steel pivot on the top of the vertical shaft attached to the moving iron bar in the solenoid coil. A longer brash and a shorter are attached to the lower part of the compass and beneath the branches the circular wirewound resistor and a metal ring are placed. The moving iron bar is supported above by a spring in the solenoid coil and the compass points in N-S direction freely. When the current is passed through the coil the moving iron bar is drawn and the two brashes contact the resistor and the metal ring respectively. The value of the resistance changes according to the bearing.

The case is filled with transformer oil so as to give damping to the compass.

4. Cables

The main cable used is specially designed for this instrument. Seven conductors are cabled and covered with a vinyl insulator, giving an outside diameter of 12 mm and a length of 100 m. Three of the conductors are copper wires (2 mm diameter). The other four conductors are steel wires (7/0.2). The cable of the photometer is 120 m long and consists of twisted three vinyl-coated wires.

5. The operating unit on board the ship

The operating unit on board consists of a circuit to find the rotating angle of the optical axis of the light receiver and of that to find the bearing of the submerged unit. The indicator pointing out the rotating angle of the optical axis of the light receiver is graduated at every 30° from 0° to 330°.

The circuit of the bearing indicator is a bridge circuit including the circular wire-wound resistor in the submerged unit in one arm. The bearing is determined by the correction curve of the reading of the rotating angle of the variable resistor and the azimuth. The electric supplies of the operating unit are 2 and 12 volts D. C.

Results of measurement and discussion

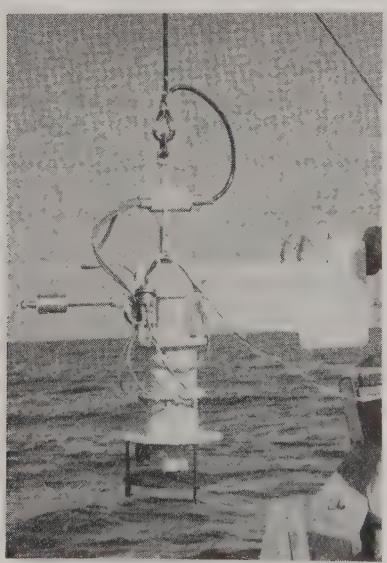


Fig. 5. Submerged unit before lowering.

In December, 1957 measurements in situ were carried out at sea off Itō, Shizuoka Prefecture. Each measurement was done at different depths and transparency of seawater, under cloudy or clear-sunny sky and different altitudes of the sun. The average time for each measurement at each depth was about 4 minutes.

The results of measurements at depths from 20 to 80 m under the clear-sunny sky are shown in Fig. 6. The value of this light vector diagram at each depth in every direction is indicated as relative value compared with the value of light intensity in the opposite direction to the sun at the depth, where measurement was done. At any depth, the direction of the maximum intensity is always the direction to the sun and the direction of the minimum intensity is always the opposite direction to the sun. From Fig. 6 it is understood that the deeper the observation depth is, the more approach to unity the relative values of the light intensity in the direction to the sun and those in the rectangular direction to the sun. Therefore a tendency that the deeper the observation depth is, the more approaches the angular distribution of the light intensity in a horizontal plane to the equilibrium pattern, is seen. A similar tendency to that shown above was also seen in the results of the previous measurements at depths down to 40 m by means of the submarine observation chamber, "Kuroshio". The authors have verified this phenomenon more clearly by means of this instrument at deeper depths than at those by means of "Kuroshio".

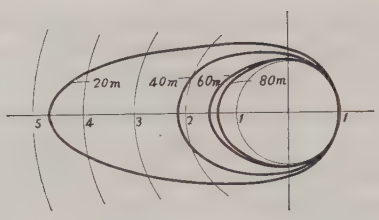


Fig. 6. Light vector diagrams in horizontal plane at different depths under clear-sunny sky.
Date: Dec. 17
Local time: 1030-1100
Transparency: 19.5 m

From Fig. 6 it is understood that the equilibrium pattern in sea having a transparency of 19.5 m lies at a considerable depth. N. G. Jerlov (1951) surmised that the equilibrium pattern in the clearest oceanic water lies at the depth of about 300 m.

The light vector diagram at each depth to down 50m measured in the same clear-sunny day is shown in Fig. 7. The change of patterns at this station approaching to the equilibrium pattern is considerably different from that shown in Fig. 6. It is similar to

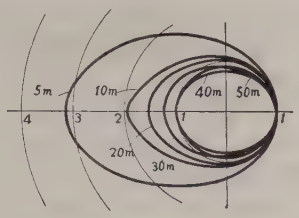


Fig. 7. Light vector diagrams in horizontal plane at different depths under clear-sunny sky.
Date: Dec. 16
Local time: 1500-1528
Transparency: 23 m

the tendency shown in Fig. 6 that the deeper the observation depth is, more approachs to unity the relative value in the direction to the sun, but the relative values at depths exceeding 20 m in the rectangular direction to the sun are less than unity and the minimal relative value lies at a depth in the neighborhood of 40 m. At depths exceeding 40 m the relative values increase again and approach to unity. Therefore at depths from 20 m to that, at which the equilibrium pattern lies, the direction, in which the minimum intensity lies, must be a direction about rectangular to the sun. By these measurements the authors have found that there are two shapes of patterns of the angular distributions of light intensity in a horizontal plane, the one is the pattern as shown in Fig. 6 having the minimum intensity in the opposite direction to the sun, the other is that as shown in Fig. 7 having the minimum intensity at depths exceeding 20 m in the rectangular direction to the sun. For the purpose of examining the change of angular distributions of light intensity in consequence of the change of altitude of the sun the angular distribution at the depth 5 m was measured about hourly from 1045 to 1536. The results are shown in Fig. 8. The relative values at each time, when a measurement was done, expressed in a unit, which is the light intensity in the opposite direction to the sun.

Whenever the measurements were done the angular distribution pattern at each time is a similar shape to that shown in Fig. 6, which has the minimum light intensity in

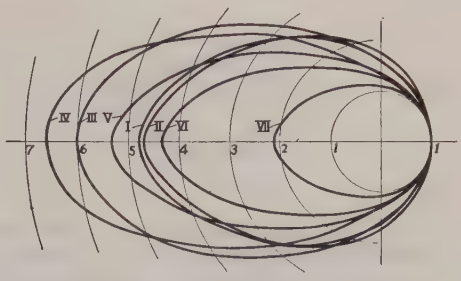


Fig. 8. Light vector diagrams in horizontal plane for various altitudes of the sun and at same depth.
Depth: 5 m Southing: 1128
Local time: I —1045
II —1148
III —1245
IV —1351
V —1441
VI —1520
VII—1536

the opposite direction to the sun, but the pattern at each time is a little different from each other in consequence of the change of the altitude of the sun. From the figure it is understood that the relative value in the direction to the sun reaches its maximum at a time between southing and sunset. The value seems to decrease gradually towards sunset. The results measured under almost the same altitude of the sun on clear-sunny days are shown in Figs. 9 and 10. The angular distribution patterns on each day are somewhat different from each other, however the measurements are done at the same depths, when the transparency of seawater is different. The relative value in seawater of high

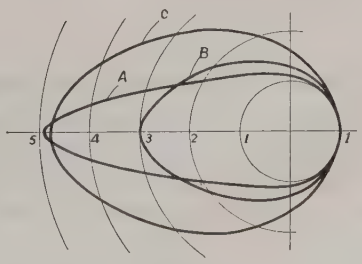


Fig. 9. Light vector diagrams in horizontal plane at Stations A, B and C. Depth: 5 m

Station	Local time	Transparency
A	1012	19.5 m
B	1030	8 m
C	1045	15 m

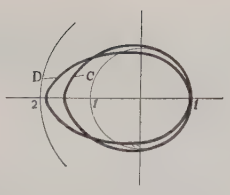


Fig. 10. Light vector diagrams in horizontal plane at Stations C and D. Depth: 10 m

Station	Local time	Transparency
C	1541	15 m
D	1547	23 m

transparency in the rectangular direction to the sun is less than one as shown in Fig. 10-D. When the transparency values decrease the relative value exceeds one as shown in Figs. 9-C and 10-C, but seawater becomes more turbid the value approaches again to unity as shown in Fig. 9-B. Therefore it is supporsed that the more seawater is turbid, the more the angular distribution pattern resembles the equilibrium pattern.

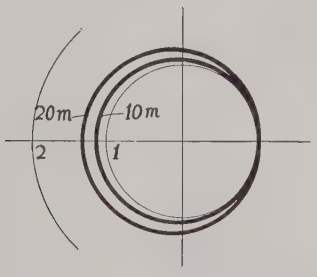


Fig. 11. Light vector diagrams in horizontal plane under overcast sky. Depth: 5 m
Date: Dec. 17
Local time: 1546-1556
Transparency: 19 m

The light vector diagrams at depths of 5 and 10 m respectively measured under a cloudy sky are shown in Fig. 11. Figure is indicated by relative values expressed in a unit, which is the minimum light intensity. The direction of the maximum intensity is opposite to the direction of the minimum intensity and the tendency is never changed by the depth. These characters are quite similar to those of the angular distribution of the light intensity under clear-sunny sky as shown in Fig. 6. The relative values in the direction to the sun under a cloudy sky are much less than those at the same depths in seawater having same transparency at the same time under a clear-sunny sky. Therefore the depth, where the equilibrium pattern lies under a cloudy sky, must be much less than that where the equilibrium pattern lies under a clear-sunny sky.

The authors wish to express their hearty thanks to Mr. K. Mori, chief, Mr. S. Inaba and H. Hiyoshi of Ito-Branch of the Fisheries Experimental Station in Shizuoka Prefecture. We also wish to thank captain and chief engineer of the experimental ship, Hatsu-shima-Maru of the station.

This study was supported by the Ministry of Education.

References

Hulburt, E. O., 1932:
"On the Penetration of Daylight into the Sea." Jour. Opt. Soc. Amer., 22, 408-417.

Jerlov, N.G., 1951:
"Optical Studies of Ocean Waters." Repts. Swedish Deep-Sea Exped., Phys. Chem., 3 (1), 1-59.

Sasaki, T., Okami, N., Watanabe, S. and Oshiba, G, 1955:
"Measurements of the Angular Distribution of Submarine Daylight." Jour. Sci. Res. Inst., 49, 103-106.

Sasaki, T., Okami, N., Watanabe, S. and Oshiba, G, 1957:
"Measurements of the Angular Distribution of Daylight in the Sea." Records of Oceano. Works in Japan, (Special Number), March 42-45.

日本列島対馬暖流域におけるハリセンボンの“寄り”現象について—I “寄り”の地域的・時期的出現状態 (1)*

西　村　三　郎**

Mass Stranding of Porcupine Puffer along the Coasts of the Tsushima Current Region of the Japan Archipelago—I. Occurrence of the Mass Stranding by Regions (1)

Saburo NISHIMURA

Abstract: A study by the questionnaire method has been applied to investigating the ecology, and the so-called mass stranding in particular, of the porcupine puffer, *Diodon holacanthus* LINNAEUS, in the Tsushima Current region of the Japan Archipelago. This Diodontid fish has long been noted for being stranded *en masse* on sandy beaches of the Japan Sea during stormy winter days. The results of the questionnaire survey on the season of occurrence or mass stranding of the porcupine puffer by regions are described in the present paper.

1. まえがき

ハリセンボン *Diodon holacanthus* LINNAEUS はフグ目，ハリセンボン科に属する魚類であるが，その形態がきわめて特異なためにふるくから人々の注意を引き，その乾燥品は魔除けとして戸口などに下げられることがある.[1] 中部日本海沿岸においては，本種の幼魚あるいは未成魚が秋から冬にかけて，暴風雨のあとに多数海岸にうちあげられ，あるいは沿岸に設けられた定置網にかゝるのをしばしば観察するが，この現象について，沿岸各地からの情報をひろく集めてとりまとめた業績はこれまでまつたくなかつた.

筆者は，がんらい熱帯性あるいは亜熱帯性といわれている本種が，なぜ日本海中部においては，高水温時の夏から秋にかけてはみられないで，逆に低水温時の秋から冬にかけて採集されるのであるか，その理由を明らかにしたいと考えていた. 筆者の考えによれば，このハリセンボンの接岸・うちあげ***が秋～冬に限られていることの理由を明らかにすることは，ひとりハリセンボンのみならず，そのほかの種々の熱帯性ないし亜熱帯性魚類——たとえば，ソウダガツオ *Auxis*，マグロ *Thunnus thynnus* (LINNAEUS)，シイラ *Coryphaena hippurus* LINNAEUS，トビウオ類 Exocoetidae など——の日本海への進入およびその内部での移動，さらにマイワシ *Sardinops melanosticta* (TEMMINCK et SCHLEGEL)，マサバ *Pneumatophorus japonicus* (HOUTTUYN) などの温帯性魚類の日本海における南下回游の機構を考察する際に，ある有益な手がかりを提供するはずであつた.

今回，北海道から九州までの日本列島対馬暖流域各地におけるハリセンボンの出現状態について調査する機会を得たので，こゝにその結果をとりまとめて報告することにした. 本報および次報では“寄り”の実態についてのべ，“寄り”の機構についてはまた別の機会に考察する予定である.

* 1958年4月24日受理.

** 日本海区水産研究所，Japan Sea Regional Fisheries Research Laboratory, Niigata.

*** 接岸・うちあげを本稿では浜部・清水[2] にならつて“寄り”現象とよぶことにする. この“寄り”という言葉は，ほんらい，隠岐島で観察されるスルメイカ *Ommastrephes sloani pacificus* STEENSTRUP の同様な習性に対して，その土地の漁民がもちいていたものである.

本論に進むにさきだち，この研究をおこなううえに種々御援助をいたゞいた日本海区水産研究所の加藤源治・伊東祐方・深滝弘の諸氏に感謝する．

2. 調査の方法

調査は質問法によつた．すなわち，下記のような質問事項を印刷した往復ハガキを九州西方沿岸・本州日本海岸・北海道の日本海岸および白神岬から襟裳岬にいたる津軽海峡・太平洋に面した沿岸，青森県の陸奥湾および津軽海峡沿岸から金華山にいたる三陸地方沿岸などの，いわゆる対馬暖流域に位置している漁村・漁港から約280箇所を選定して，そこの漁業協同組合に送付し，回答を求めた．質問ハガキの発送は，各地の漁業協同組合が比較的忙しくない時期と思われる1月下旬(昭和33年)におこなつた．なお，このほかに，適当な漁業協同組合の見出しがたい地方に対しては，その地方の篤志家（漁業者）に依頼して報告してもらつた(20枚)．篤志家の選定にあたつては，日本海区水産研究所において数年前からおこなつている海流ハガキによる海流調査の際作成された報告者名簿を利用した．ハガキに印刷した質問文は次のようなものである：

I. 次の文のうちで正しい方の番号を○でかこみ，線のところに記入して下さい．
1. 当地ではハリセンボンが海岸にうちあげられたり，定置網に入る（——月から——月までの間にみられ，——月頃が一番多い）．
2. 当地ではハリセンボンが海岸にうちあげられたり，定置網に入ることはない．

II. ハリセンボンがうちあげられたり，定置網に入るのは，海が（シケ，シケのあと，ナギ，わからない）の時で，風が（東，西，南，北，わからない）から吹く時である．

III. 最近ハリセンボンがとれる量が多くなりましたか．
1. 多くなつた（昭和——年頃から多くなつた）．
2. 少くなつた（昭和——年頃から少くなつた）．
3. 変らない．
4. わからない．

IV. ハリセンボンと一緒に海岸にうちあげられたり，定置網に入る魚やクラゲなどの名前をあげて下さい．

松原[3]によれば，日本近海に分布するハリセンボン属 *Diodon* には3種認められるが，日本海に進入してくるのはこのうちのハリセンボン *D. holacanthus* LINNAEUS の1種のみであるので，近似種と見間違う恐れはないのであるが，念のために，質問ハガキには本種の図版を挿入し，さらに各地における本種の方言名をも併記して万全を期した．

3. 調査の結果——ハリセンボンの出現状態について

送付した質問ハガキ300枚中130枚の回答があつた．これらの回答に基いて，ハリセンボンの“寄り”ないし出現がみられる期間およびそれがもつともひんぱんに観察される時期（最盛期）を，各地域区分ごとに整理してみると付表に示したようになる．たゞし，地域の区分のしかたは海流の流動状態，地形などを考慮しておこなつたものであるが，たぶんに便宜的であることを断つておく．この結果についての考察および“寄り”現象のそのほかの生物学的側面については，次報以下においてのべることにする．

文 献

(1) 渋沢敬三，1942：
“日本魚名集覧（第1部），”アチック・ミューゼアム彙報，52，490p.
(2) 浜部基次・清水虎雄，1955：
“スルメイカの“寄り”現象について，”日水研年報，2，97-108.
(3) 松原喜代松，1955：
“魚類の形態と検索（I，II，III），”石崎書店，1605p.
(4) 谷田専治・ほか，1957：
“松島湾の魚類相について，”日水学会東北支部会報，8 (1-2)，1-10.

付表　日本列島対馬暖流域沿岸各地におけるハリセンボンの出現ないし“寄り”の時期

地点	出現時期	最盛期	備考
北海道津軽海峡・太平洋沿岸			
幌泉郡幌泉村	——	——	ハリセンボンはみられない.
浦河郡浦河町荻伏	VII—IX	VIII	
幌別郡幌別町	——	——	ずいぶん以前にみたことがあるという者がいるだけである.
茅部郡落部村	IX—XII	X	
亀田郡銭亀沢村	——	——	ハリセンボンはみられない.
上磯郡知内村	——	——	ハリセンボンの漁獲なし.
松前郡福島町	——	——	あまり見受けない. 7月頃から9月頃まで沖合5浬位にてたまにイカ釣が見受けることがある.
北海道日本海沿岸*			
稚内市	IX—XI	IX	
利尻郡東利尻村鬼脇	——	——	ハリセンボンはみられない.
天塩郡天塩町	——	——	昭和31年9月定置網に2尾入つた. その後なし.
天塩郡遠別町	IX—X	——	漁獲は1年間に2—3尾といつた程度である.
浜益郡浜益村	——	——	10年に1度くらいしかみられない.
積丹郡積丹町入舸	——	——	ハリセンボンの漁獲なし.
岩内郡岩内町	——	——	昭和30年10月ぶり定置に2尾乗網したことがあるが, 珍しいくらいで, 当地ではほとんどみられないものである.
寿都郡寿都町	——	——	昭和31年10月頃定置網でとれたことがあるが, それだけで, ほかには全然とれない.
瀬棚郡瀬棚町	——	——	ハリセンボンはみられない.
檜山郡江差町	——	——	ハリセンボンはぜんぜん漁獲したことがない.
本州津軽海峡・三陸沿岸**			
青森県東津軽郡三厩村	IX—I	——	(最盛期については記載がない)***
青森県東津軽郡蟹田町	IX—XI	X	去年までは20—30尾とれた時もあつたが, 今年(昭和32年)はとれなかつた.
青森県東津軽郡平内町小湊	X—XII	X	
青森県上北郡野辺地町	VI—IX	VII	
青森県下北郡佐井村	XI—II	XII	
青森県下北郡東通村尻屋	VII—VIII	VII	
岩手県九戸郡小子内浜	——	——	当海岸ではみたことがない.
岩手県下閉伊郡岩泉町小本	——	——	ハリセンボンはみられない.
岩手県陸前高田市広田町	VII—VIII	VIII	
宮城県本吉郡志津川町	VI—XI	VIII—IX	
本州日本海沿岸(北部)			
青森県西津軽郡深浦町大戸瀬	IV—XII	XI—XII	
青森県西津軽郡深浦町深浦	X—XII	XI	
秋田県山本郡八森町	XII—III	XII	
秋田県能代市	——	——	(ハリセンボンは漁獲されるというが, 出現時期最盛期については記載なし)
秋田県男鹿市船川	——	VII—VIII	(出現時期については記載がない)
秋田県秋田市下浜村	XII—II	XII	

* 昭和29年9月忍路郡塩谷村忍路の定置網に数回乗網したことがある. そのうちの1回は1網2尾であつた(北海道水産試験場　菅間慧一氏　1958年3月3日付私信).
** 宮城県の松島湾では8月に稀にとれるという記録がある.[4]
*** 括弧内は編者の付した註である.

付表 日本列島対馬暖流域沿岸各地におけるハリセンボンの出現ないし“寄り”の時期（続き）

地点	出現時期	最盛期	備考
秋田県由利郡仁賀保町平沢	I—II	II	
山形県飽海郡遊佐町吹浦	XI—XII	XII	
山形県西田川郡温海町	XI—II	XII	
新潟県岩船郡山北村下海府	XI—III	I	
本州日本海沿岸（中部）			
新潟県両津市水津	IV—VII	VI	
新潟県両津市	I—III	I	
新潟県佐渡郡相川町高千	——	——	以前はみられたが，最近はみない．
新潟県佐渡郡相川町	XII—II	I	
新潟県佐渡郡相川町稲鯨	X—XII	XII	
新潟県佐渡郡小木町	——	——	ハリセンボンはたまにみるだけで，当地では珍しい魚になつている．
新潟県西蒲原郡内野町五十嵐浜	I—II	I	
新潟県三島郡寺泊町	XII—I	I	
新潟県三島郡出雲崎町	——	——	以前はみられたが，最近はみない．
新潟県柏崎市椎谷	XII—III	I—II	
新潟県直江津市	XII—III	I	
富山県新湊市大神楽	X—XII	XI	
富山県氷見市	IX—XI	X	
石川県鹿島郡東島村	V—XI	X	
石川県羽咋郡富来町西海	XI—II	I	
石川県羽咋郡高浜町	——	I	（出現時期については記載がない）
石川県羽咋郡千里浜村	XI—II	XII	
石川県金沢市金石	XII—I	I	
福井県南条郡河野村糠	X—III	I—II	
福井県敦賀市白木	XII—II	I	
福井県三方郡美浜町菅浜	——	——	（ハリセンボンは漁獲されるというが出現時期・最盛期については記載なし）．
福井県三方郡美浜町日向	XII—II	I	
福井県三方郡三方町世久見	I—III	II	
福井県大飯郡高浜町小黒飯	XI—III	I	昭和30，31年には夏にもみられた．
京都府舞鶴市三浜	X—XII	XII	
京都府宮津市栗田	XI—XII	XII	
京都府宮津市江尻	IX—I	X—XI	当地沿岸（宮津湾内）ではハリセンボンはほとんどみられず，左記の回答は外湾に出漁した際の観察にもとづいている．
京都府与謝郡伊根町新井崎	XII—II	I	
本州日本海沿岸（南部）			
兵庫県城崎郡竹野町	XI—II	XII—I	
鳥取県鳥取市賀露町	XII—III	II	
鳥取県東伯郡北条町	XI—II	I	
鳥取県東伯郡東伯町浦安	XII—II	I	
鳥取県東伯郡赤碕町	II—III	——	あご（飛魚）旋網漁業（5—7月），しいら漬漁業（7—11月）の際，ハリセンボンが網に入ることがある．（最盛期については記載なし）．
鳥取県米子市富益町	IX—II	XII	
島根県八束郡美保関町	I—IV	II—III	

付表　日本列島対馬暖流域沿岸各地におけるハリセンボンの出現ないし“寄り”の時期（続き）

地点	出現時期	最盛期	備考
島根県知夫郡西ノ島町浦郷	——	——	ハリセンボンはみられない.
島根県八束郡伊野村地合浦	II—IV	III	
島根県平田市塩津	XI—IV	I—III	
島根県簸川郡大社町日御碕	——	——	昭和28年5月頃沖合大羽いわし掛網漁中，1—2回少数羅網したことがある.
島根県簸川郡湖陵村西浜	I—III	II	
島根県邇摩郡仁摩町仁万	V—IX	VIII	左の回答は小型巾着による漁獲の記録にもとづいている.
山口県萩市三見	XII—I	XII	
山口県大津郡油谷町川尻	II—IV	III	
山口県豊浦郡豊浦町小串	III—V	III—IV	
九州北西岸			
福岡県若松市脇之浦	XII—II	I—II	
福岡県宗像郡福間町	II—IV	III	
福岡県糸島郡志摩村芥屋	I—IV	III	
佐賀県東松浦郡浜崎	XI—II	I	
佐賀県東松浦郡名護屋村加唐島	II—IV	III	
佐賀県東松浦郡鎮西町馬渡島	VIII—XI	——	12—3月（とくに12—1月）にもみられる.（最盛期については記載なし）.
長崎県壱岐郡郷ノ浦町武生水	——	——	ハリセンボンの漁獲なし.
長崎県北松浦郡生月町	II—V	III	数尾くらいのものは9—10月頃定置網に入る.
長崎県平戸市獅子町	IV—X	VIII	
長崎県平戸市志々伎	II—V	IV	
長崎県西彼杵郡崎戸町江島	I—XII	I	
長崎県西彼杵郡西海村七釜	III—IX	VII—VIII	少量しかとれない.
対馬・五島列島*			
長崎県上県郡上対馬町西泊	II—IV	II	
長崎県上県郡上県町佐須奈	——	——	当地では定置に入ることはなく，7—8月の沖底建網にかかる.
長崎県上県郡上県町鹿見	XII—II	I	
長崎県上県郡峰村佐賀	XI—XII	XI	
長崎県下県郡厳原町阿連	I—III	II	
長崎県下県郡厳原町厳原	X—IV	III	年中いるように思われる．磯建網に多くかかる.
長崎県下県郡厳原町内院	IV—X	VI—VII	あまり多量ではない.
長崎県北松浦郡宇久町神浦	V—X	VIII	
長崎県北松浦郡宇久町平郷	IX—XII	XI	磯建網に沢山はいつている時がある．海岸にも打寄せられる.
長崎県北松浦郡小値賀町	VII—X	IX	
長崎県南松浦郡北魚目町	XII—VI	IV—V	
長崎県南松浦郡奈良尾町	——	——	ハリセンボンはみられない.
長崎県南松浦郡岐宿町	IV—VIII	VI	
長崎県南松浦郡富江町	I—XII	IV, IX	
長崎県南松浦郡玉之浦町	I—XII	I—III	
大村湾・千千石湾・有明海・八代海			
長崎県東彼杵郡川棚町	——	——	ハリセンボンはみられない.

* 山口県豊浦郡豊浦町小串からの報告に，参考事項として，長崎県の対馬では12月から2月にかけて多く網に入るとのべられてある.

付表 日本列島対馬暖流域沿岸各地におけるハリセンボンの出現ないし“寄り”の時期（続き）

地点	出現時期	最盛期	備考
長崎県諫早市有喜町	——	——	ハリセンボンはみられない.
長崎県南高来郡小浜町	——	——	ハリセンボンはみられない.
長崎県南高来郡加津佐町	——	——	春になつて時たま磯建網にかかる程度. それも1—2尾といつた状態である.
長崎県南高来郡西有家町	——	——	ハリセンボンは全然見当らない.
長崎県南高来郡国見町多比良	——	——	ハリセンボンはみられない.
佐賀県鹿島市音成七浦	——	——	ハリセンボンはみられない.
熊本県宇土郡網田村	——	——	ハリセンボンの回游はみられない.
熊本県天草郡有明町赤崎	Ⅶ—Ⅺ	——	昭和28年頃はよく夏に海岸に打上げられたが，現在はあまりみない.
熊本県八代市日奈久町	——	——	昭和32年秋小型定置網に僅少漁獲されたことがあるが，だいたい当地方ではみられないものである.
熊本県天草郡河浦町崎津	——	——	当地は内海なるために全然回游をみない. 当地沖合では手操網でとれる.
九州南西岸			
熊本県牛深市牛深町	Ⅶ—Ⅺ	とくに多い月はない	沿岸の地曳網. 小型縫切網などで,よ,夏—秋に常時混獲されるが量的には少なく，多量に漁獲したことはない. イワシ・アジ・サバの巾着網で200貫程度漁獲したことがある.
鹿児島県薩摩郡上甑村平良	Ⅳ—Ⅵ	Ⅳ—Ⅴ	
鹿児島県薩摩郡鹿島村	Ⅲ—Ⅸ	Ⅳ	左記は中型旋網による漁獲の記録にもとづいている.
鹿児島県川内市久見崎町	Ⅰ—Ⅳ	Ⅱ—Ⅲ	
鹿児島県加世田市小湊	——	——	昭和28年秋には少しとれたが，その後みない.
鹿児島県揖宿郡開聞町川尻	Ⅰ—Ⅲ	Ⅱ	
鹿児島県肝属郡佐多町	Ⅳ—Ⅵ	Ⅴ	
鹿児島県熊毛郡西之表町国上	Ⅳ—Ⅺ	Ⅳ—Ⅴ	
鹿児島県熊毛郡西之表町西之表	Ⅷ—Ⅹ	Ⅸ	
鹿児島県熊毛郡南種子町西海	Ⅰ—Ⅱ	——	時たま見受けるだけである. 7—10月(とくに8月)にもみられる.
鹿児島県熊毛郡上屋久村永田	Ⅳ—Ⅹ	Ⅶ—Ⅷ	

日本列島対馬暖流域におけるハリセンボンの“寄り”現象について—II “寄り”の地域的・時期的出現状態 (2)*

西　村　三　郎**

Mass Stranding of Porcupine Puffer along the Coasts of the Tsushima Current Region of the Japan Archipelago—II. Occurrence of the Mass Stranding by Regions (2)

Saburo NISHIMURA

Abstract: An investigation has been made regarding the occurrence, and the so-called mass stranding in particular, of the porcupine puffer, *Diodon holacanthus* LINNAEUS, in the Tsushima Current region of the Japan Archipelago. The Diodontid fish has been found distributed all over the surrounding waters of Japan, but to be rather rare in Hokkaido and off the Pacific coasts of northern Honshu. The mass stranding is observed to occur commonly and most prominently along the west coasts of Honshu and northern Kyushu during the period from winter to early spring. The season of occurrence of the stranding is early in the northern districts and is delayed gradually as one proceeds southwards. Along the Pacific coasts of the Japanese Islands, on the other hand, the mass stranding is only sporadically recorded. Shoals of the porcupine puffer other than those which strand themselves on the aforementioned Japan Sea coasts may also make their appearance during the summertime in waters adjacent to Kyushu and the Tsugaru Straits.

1. まえがき

筆者は，日本列島対馬暖流域におけるハリセンボン *Diodon holacanthus* LINNAEUS の来游状態を——とくに，冬季日本海沿岸で顕著に観察される“寄り”現象に注目しつゝ——質問法によつて調査したが，その結果の一部はすでに前報[1]において示した．本報では，この結果に基き，“寄り”の地域的・時期的出現状態について考察を加え，さらに本種の日本列島近海における回游・移動についてもふれてみたい．

2. 結果とりまとめ上の注意

結果，すなわち質問事項に対する回答の解析にあたつては，次の2点に注意した：

i) ある地点からの回答のうちで，それと地理的に近い，ほかの諸地点からのそれらといちじるしく相違する内容をつたえてきたものについては，これは報告者の間違つた理解ないし判断によるものとみなして除外した．

ii) ハリセンボンの“寄り”がみられないと報告してきた回答のなかには，真実に“寄り”がおこらない場合と，じつさいはおこつているのにもかゝわらず，観察者の不注意によりこれをみのがしている場合との2通りが考えられるので，この点については，それと地理的に近い，ほかの諸地点からの報告を参考にして，そのいずれの場合であるかを判断した．

なお，地域区分のしかたについては，前報でものべたように，流動・地形・その他の条件を考慮しておこなつたものであるが，たぶんに便宜的であることを付記しておく．

3. “寄り”の観察される地域・時期

i) 北海道津軽海峡・太平洋沿岸（白神岬から襟裳岬まで）

* 1958年4月24日受理．

** 日本海区水産研究所，Japan Sea Regional Fisheries Research Laboratory, Niigata.

こゝではハリセンボンは稀にしかみられないようであつて，その時期は夏から冬のはじめにかけてである．秋口（8～10月）がその最盛期らしい．

ii) 北海道日本海沿岸（白神岬から宗谷岬まで）

ハリセンボンはごく稀にしかみられないようであつて，その時期は9～10月である．その量は2～3尾といつた程度で，年によつてはまつたくみられないこともある．

iii) 本州津軽海峡・三陸沿岸（龍飛埼から金華山まで）

こゝはハリセンボンの来游状態が複雑であるが，だいたい，夏（7～8月）と秋から冬にかけて（10～12月）の2回の盛期があるらしい．前者がみられるのは陸奥湾の東部にある野辺地，下北半島東端の尻屋，宮城県の志津川，広田および松島湾であり，陸奥湾西部（たゞし，小湊もこゝに含める）と下北半島西部の佐井は後者のみられる場所である．あるいは，じつさいは，ハリセンボンの来游は一連のものであつて，上のようにふたつの盛期に分けることは正しくないかもしれない．この点についてはまた後ほど論ずるが，とにかく，このような来游状態は日本海におけるハリセンボンの移動を解明する際にある有力なヒントを与えるものである．こゝでも，来游量はあまり多くないらしく，青森県蟹田からの報告には“去年までは20～30尾とれた時もあつたが，今年はとれなかつた”とあり，谷田・ほか[2]も松島湾では稀であるとのべている．

iv) 本州日本海岸北部（龍飛埼から佐渡海峡まで）

こゝではハリセンボンの“寄り”は秋から冬にかけてみられ，11～12月がその最盛期のようである．うちあげられる量についてはよく判らないが，新潟県の下海府から“昭和32年12月には非常に多くうちあげられた”という報告がある．この辺から本格的な“寄り”がみられるようになるらしい．ところで，男鹿半島の船川では7～8月頃もつとも多くみられ，また，青森県の大戸瀬では4月から12月までの長期間にわたつてハリセンボンが定置網に入るという報告があるのは注目される．

v) 本州日本海岸中部（佐渡海峡から経ケ岬まで；佐渡島を含む）

こゝでは“寄り”はだいたい冬に限られ（11～3月），1月が最盛期のようである．たゞし，富山湾の3箇所（新湊，氷見，東島）からの報告がそろつてハリセンボンの来游時期およびその最盛期をほかの地点と比較してかなり早期（最盛期は10～11月）としているのは興味深い．また，東島ではハリセンボンの出現期を5～11月とし，福井県の高浜からの報告に昭和30～31年にはハリセンボンは夏にもみられたとあるのは注目される．この地域でのうちあげの量については，新潟大学佐渡臨海実験所の本間義治氏からの私信（1958年3月1日付）に“大佐渡の入川海岸では1955年1月に，知人の子供さんが700個の場所や2,000個の場所を数えたとのことでした．両津湾の定置では12月下旬に暫々数千貫も入網するそうですが……（以下略）”とのべておられ，また，福井県の日向からの報告に“昭和31年には浜も白くなるほどうちあげられた”とあるのをみても，その莫大なことが想像される．

vi) 本州日本海岸南部（経ケ岬以西）

こゝではハリセンボンの“寄り”は冬から早春にかけて（11～4月）みられるが，その最盛期は1～3月のようである．なお，鳥取県の赤碕から5～7月のトビウオ旋網および7～11月のシイラ漬漁業の際にハリセンボンが網にかゝることがあるという報告が，島根県の仁摩からハリセンボンが5～9月，とくに8月頃小型巾着網でとれるという報告が，また同じく島根県の日御碕から，5月頃沖合の大羽イワシ掛網操業中1，2回羅網したことがあるという報告がみられることは注目される．こゝでもうちあげられる量は相当なものらしい．山口県の小串からの報告に“海のしけた後浜に多数打上げられる．また，定置にも多数入つて始末に困る時もある”とのべられてある．

vii) 九州北西岸（門司から野母埼まで，壱岐島を含み，大村湾を除く）

こゝではハリセンボンは周年みられるようであるが，盛期は1～4月（とくに3月）と7～8月の2回あるらしい．しかし，量的には前者のほうがは

るかに多いようである．長崎県生月からの報告に，ハリセンボンが接岸来游するのは2～5月，とくに3月であるが，9～10月頃にも数尾ぐらいのものは定置網に入るとあり，また，同じく長崎県の西海からの報告では，ハリセンボンがみられるのは3～9月，とくに7～8月であるが，*量的には少ないとあり，さらに九州大学農学部の道津喜衛氏が九州におけるハリセンボンの出現に関して“九州の方でも冬季に沿岸の定置網で未成魚（全長15～20 cm）が多量に漁獲されてその始末に困つたり，海岸に多数死骸が打ち上げられたりして……（以下略）”（1958年2月15日付私信）とのべておられるのも，この海域では本種が周年みられる，あるいは夏にも出現のピークがあるとはいえ，量的に顕著な“寄り”は九州においても冬から春にかけてであることを裏がきするものである．

viii）対馬・五島列島

こゝでもハリセンボンは周年みられるようである．盛期はやはり2回あるらしく，冬から春にかけて（1～4月）と夏（6～9月）とである．たゞし，盛期を4～5月，11月と報告してきたところもある．量的には冬から春にかけてのほうが夏よりも多いようである（長崎県下県郡厳原町および同じく下県郡内院よりの報告）．前者がいわゆる“寄り”であると判断される．7～8月にはハリセンボンは沖底建網にかゝるという報告を寄せたところもある（上県郡佐須奈）．

ix）大村湾・千千石湾・有明海・八代海

この内海あるいは内湾ではハリセンボンはみられないか，あるいは非常に稀である．この魚がみられる場合には春から秋にかけてである．

x）九州南西岸（天草下島の西海岸から佐多岬まで；甑列島・種子島・屋久島を含む）

こゝでもハリセンボンは周年みられる．盛期といつたものは認めにくいが，冬の終りから春にかけて（2～5月）と夏から秋にかけて（7～11月）とに多いようである．しかし，量的にはいずれも僅少な模様で，こゝではもはや顕著な“寄り”現象はみられないらしい．

以上のべたことを綜合するとつぎのようになるであろう：ハリセンボンの“寄り”現象は対馬暖流域のうちでは本州の日本海沿岸および北九州の沿岸においてとくに顕著にみられる．北海道および九州南部では本格的な“寄り”はおこらないようである．北海道南部と本州北端とにおいては夏から冬のはじめにかけて出現するが，これはひとつらなりの現象とみるよりは夏あるいは夏から秋にかけてを中心としたものと秋から冬にかけてを中心としたものとが重ね合わせられてできたものとみるほうが妥当なようである．秋田県以南では顕著な“寄り”がみられるのは秋以降の1回のみとなり，かつ，位置が南に偏するにつれて“寄り”のおこる時期が遅れ，山陰沿岸では冬から早春にかけてとなる．たゞし，これらの海域でもごく稀には夏にもとれることがある．九州およびその近接島嶼ではハリセンボンはほゞ周年にわたつて棲息しているようであるが，もつとも多くみられるのは春先で，このほかに夏から秋にかけても出現のピークがある．このうち，春先のものは山陰沿岸の冬から早春にかけての“寄り”に接続するものと考えられる．九州南部・種子島・屋久島などにいたればもはや顕著な寄りはみられないようである．以上のべたところから，日本列島対馬暖流域に来游するハリセンボンにはふたつのライン**を区別するのが妥当なように思われる．すなわち，ひとつは秋から翌年の春にわたつて北海道より九州の西岸に向つて南下して，日本海の沿岸各地に顕著な“寄り”現象を提示するラインであり，他のひとつは夏あるいは夏から秋にかけて津軽海峡近海（北海道太平洋岸および三陸沿岸をも含める）ならびに対馬水道近海（九州西方および南方海域をも含める）に出現するラインである．このようなふたつのラインを設定することの妥当性ならびにその意義については後報において吟味・考察することにする．

4. 黒潮流域におけるハリセンボンの出現

九州・四国・本州の太平洋沿岸におけるハリセ

* ここでは春先の“寄り”はみられないらしい．

** ここでは，ラインという言葉を“回游生態上の特性によつて区別される群集”という意味にもちいることにする．

ンボンの出現状態については，調査をしていないのでよくわからないのであるが，これまでに発表された2,3の報告および筆者が各地の研究者と通信を交わして知りえた範囲を簡単にのべてみる．

まず，太平洋沿岸の特異点として注目されるのは，日本海沿岸とちがつて，ハリセンボンの顕著に集団的で，かつ定例的な“寄り”はあまりみられないということである（南海区水産研究所 矢部博氏 1958年2月12日付私信；京都大学瀬戸臨海実験所 時岡隆氏 1958年3月18日付私信）．しかし，時には集団をなしてとれることもあるようである．たとえば九州太平洋沿岸では晩夏から秋期にわたりイワシ揚操巾着網に一度に数百貫も入ることがあり，また，冬期定置網に数貫程度乗ることがある（南海区水産研究所 横田滝雄氏 1958年2月20日付私信）．また，高知県宇佐において昭和30年(?) 7月に集団乗網したことがある（高知大学 蒲原稔治氏 1958年3月24日付私信）．神奈川県三崎でも年によつては集団乗網をみることがある（東京大学三崎臨海実験所 富山一郎氏 1958年3月24日付私信）．しかし，これらの集団接岸がその量および出現頻度において，日本海沿岸における“寄り”と比肩しうる程度のものであるかどうかは疑問である.* 四国・紀州沿海ではハリセンボンは九州沿海と同様周年棲息するらしいが，漁獲は散発的である（蒲原稔治氏；時岡隆氏）．紀州では沿海の海藻の繁茂する辺に棲息するが多くないという報告もある.[3] ふるく三重県志摩郡では6～7月ごろより9月ごろまで時々網にかゝり，また海女のとり来ることありという記録がみられる.[4] 神奈川県三崎でも時々とれるが，暖かい季節のころのようである（富山一郎氏）．また，三崎ではハリセンボンはすこぶる少ないという記載もある.[5] 松島湾では8月に稀に採集される.[2] 三陸沿岸ではハリセンボンが冬季集団をなして接岸・来游するというような現象は知られていない（東北海区水産研究所 堀田秀之氏 1958年4月12日付私信）．

以上より，太平洋沿岸の南部では，ハリセンボンは周年棲息しているようであり，時に（とくに夏のころ）群集をなして漁獲されることもあるようであるが，北部では夏季に稀に採集されるにすぎないようで，日本海沿岸とは，そのとれかたにおいても，また，とれる時期・量においても，著しく相違しているように思われる．

5. 要約

1) 日本列島，とくにその対馬暖流域におけるハリセンボンの来游状態を，質問法によつて調査した．質問紙を上記の地域の漁業協同組合および漁業者個人あてに送付して回答してもらつた．報告に基づく解析の結果，次のことが判明した．

2) ハリセンボンは日本近海全域に分布するが，北海道および三陸地方の沿海にはごく少ないようである．本州および北九州の西岸においては，冬季ハリセンボンの集団的な接岸・来游現象，いわゆる“寄り”がみられる．その時期は北方において早く，南に偏するにつれて次第に遅れる．この“寄り”現象は上記の両地域に特異的なものであつて，北海道，南九州および太平洋岸ではこのような顕著な“寄り”は一般にはみられないようである．

3) 九州・対馬近海では，日向・四国・紀州などの沿海と同様，ハリセンボンは周年にわたつて棲息しているようであるが，とくに夏から秋にかけて，あるいは夏から秋にかけても，出現のピークがみられる．これは，津軽海峡近海において同じく夏から秋にかけてみられるピークとともに，前述したような本州・北九州の西岸に冬季顕著な“寄り”をおこなう魚群とはちがつた回游生態を示す群集，すなわち別のラインに属する魚群によるものと考えられる．

* 日本海洋学会昭和33年度年会（東京）の席上，宇田道隆氏からも，太平洋沿岸においてハリセンボンが集団をなして定置網に入ることがある旨を教示された．この黒潮流域における“寄り”の発生の量的規模，頻度，必然性，および発生の機構などについては別にあらためて検討する機会をもちたい．

文 献

(1) 西村三郎，1958：“日本列島対馬暖流域におけるハリセンボンの“寄り”現象について——I. “寄り”の地域

的・時期的出現状態 (1)." 日本海洋学会誌, 14 (2): 53—58.
(2) 谷田専治・ほか, 1957:
"松島湾の魚類相について." 日水学会東北支部会報, 8 (1-2): 1-10.
(3) 宇井縫蔵, 1929:
"紀州魚譜." 高橋南益社, 329p.
(4) 田中茂穂, 1905:
"一魚類に就て." 動雑, 17 (206): 379-381.
(5) ——, 1933:
"有用有害観照水産動植物図説 魚類(綱)." 大地書院, 74-350.

寄　稿

明神礁の津浪に関する2つの提案*

三　好　　寿**

1952年9月から翌年まで続いた明神礁の爆発（1954年，1955年にも目撃談が報じられた）の中，大爆発に応じて八丈島の八重根に設置された自記波浪計に，顕著な津浪が記録された．明神礁から八丈島までの海域が 1000 m 内外の浅い水深しか持つて居らず，且つ波浪計が設置された湾が小湾で副振動を起す可能性があるに拘らず，この記録は殆ど完全な Cauchy-Poisson 波の特徴を持つている．得難い記録であり，且つ手がかりの少ない洋上噴火の資料の1つでもあり，これは全記録を1冊のパンフレットにして遺すべきと考える．且つそのパンフレットに，津浪を起さなかつた小爆発の記録も Sofar などの資料によつて埋めておけば尚一層よいであろう．JOTI という機関も発足しているが，こんな手近なことがらから実行したらよい．

次にこの津浪の資料を見ると，爆発後30分から津浪が始まり，次第に週期の短かい津浪がやつて来るが，1時間後に津浪が停止する．縦軸に海面の昇降を採り，横軸に時間を採つたグラフであるが，筆者を含めてこの津浪の研究者は，この停止する箇所を node と呼んで来た．この node という言葉は，進行波と逆行波と重なつて定常波となり，振動の極大な所と，全然振動しない所と交互に現われた際，この振動しない所を呼ぶ言葉である．node と loop の間には $1/4$ 波長の定常波が含まれる．明神礁の津浪の場合，この node という言葉はやめる可きである．この津浪は進行波だからである．

物理の方ではこの様に進行波が唸りを生じる場合，その振動が停止する箇所を呼ぶ特別な呼び名は見当らない．しかしこの津浪の場合には，この停止の箇所が重要な手がかりとなつて注目の焦点になつているので，名なしでは困る．それで取りあえず前記の方法で表わした図表上で，この停止する時刻における昇降曲線上の点を quiet point（停止点），その時刻を quiet time（停止時）と呼ぶことを提案する．

以上明神礁の津浪に関して2つの提案を出しておく．

* 1958年3月14日受理．

** 東京水産大学物理学教室

海流の境界について*

南　日　俊　夫**

海流を論ずるに際し，その境界として地形そのもの（水平，鉛直両方向共）を考えているが，水塊・等密度面等による境を考えた方がよりよい場合がありはしないだろうか．

例えば水平方向については太平洋の大循環を論ずる時，水平渦動粘性係数を変えて実際の大循環に似せるようにしているが，実際観測される係数は $10^{8\sim9}$ ではなくて $10^{4\sim5}$ である．このような不一致は太平洋全域を陸岸のみにより仕切られた海とせず，現実の大循環にみられるような或る幅（5°～10°）を持つた水道状の三角形の海を考えたらうまく解決できるのではあるまいか．

又鉛直方向の問題については海底地形そのものよりは，それによりひき起される水塊・等密度面の分布等二次的な影響が流体運動に関与していると考えられる事がある．遠州灘沖の冷水塊のまわりの黒潮の流れとか，豆南諸島間のどこを黒潮が通るかと云う問題がこれである．豆南諸島の海底火山派を越える時の黒潮は蛇行せず（Bolin の効果ありとは考へられない），むしろ真直に島の間を通り抜け，その前後で蛇行している事もある．三宅・御蔵島間等で流速が大になるのは断面積が小くなり流線がこむためによるものと考えられる．今三宅島――御蔵島間の断面積を1とすれば三崎――大島間が 16.7，大島――三宅島が 10.0，御蔵島――八丈島間が 38.3 である．これを海底迄でなく 400 m 迄の断面積比をとれば 1 : 9.9 : 6.3 : 18.8 となる．

太平洋の大循環を論ずるためこの豆南諸島の海底火山にそつて，海底迄の観測をする事が各層の流れを押え得るから効果的であろう．

* 1958年3月14日受理．

** 気象研究所海洋研究部

第7回水産生物環境シンポジアム*

宇 田 道 隆**

昭和32年4月7日 (13.30～17.30) 日本海洋学会と日本水産学会の共催により，東海区水産研究所大会議室で開かれた，「水産資源変動と環境」を主題とする本集談会のもようを報告する．

座長松平康雄氏，小野寺好之氏，岩下光也氏，速水頌一郎氏の順に司会さる．

(1) **宇田道隆氏** (東京水大)，まづ一般水産資源変動と環境の問題につき主題解説あり，

(2) **木村喜之助氏** (東北海区水研) がサンマ資源変動と環境の関係についてのべる．九月ごろの東北海区海況がその年の漁獲組成を決定するほど密接な関係あること，大型魚，中型魚の停滞阻止 (双峯型) と南下 (大，中，小型分離) を決定するのは親潮前線，黒潮前線の分布消長によること，前線勢力は約1カ月程度の周期で変動すること，毎年10月末～11月初旬寒流南下と共にサンマ漁場の急激南下すること，年中産卵稚魚みられるが，秋 (10，11月) に産卵最も多く，春 (5月頃) の産卵もあつて，産卵の成功不成功が将来の利用可能資源に関係すること，黒潮支流内を稚魚調査 (1957年1月下旬～3月中旬，天鷹丸) により魚体大中別魚群移動と漁場推移 (寒流，冷水帯の上) を示していることを報告した (井上直一氏質問：サンマは黒潮・親潮前線でどのように停滞東進するか?，中井甚二郎氏質問：サンマは閉塞した日本海沖合に産卵するものがそんなに多いか? 田村正氏質問：日本海産卵量は津軽暖流にのつてどれ位太平洋側に出たか? 潮目の流藻の所で多く産卵をみ，フ化には実験によれば11日位かかる。(木村氏夏7月ごろ津軽海峡を出るサンマが驚くべく多いとのべた．

(3) **中井甚二郎氏** (東海区水産研)：イワシ資源．変動と環境．まづ昭和8，11年頃の山から，昭和20年の谷におちた (26年小極大) マイワシ漁獲量変動とこれに伴う漁場の南北大変動についてのべ，戦後マイワシへりカタクチイワシが逆に増えたこと，地域的には戦後北鮮，北海道でマイワシ全くとれず，九州西海2倍以上増大の漁場南退を示したが昭和29年ごろになると九州西もへつたこと，大陸側満3～4年魚で，日本海大羽イワシは3才魚を主とし，北海道1才，東北海区1～2才の若魚，産卵場と産卵量も各地で大変動あつたこと (昭和11～16年豊漁時代の産卵は冬薩南の大隅海峡——種子島方面が中心だつた．放卵1尾当り4～10万粒推定) などのべた後，マイワシ各年齢別の漁獲変動や，各年の漁獲率，自然死亡率を考察し，大羽イワシ親魚に対し「とりすぎ」にはなつていない (当才魚，小中羽には1部の水域でとりすぎが考えられる) が，全体を通じこの変動原因は自然条件の影響が最も大きいと結論した．産卵後～後期仔魚期の生残甚だ少く，体脆弱で危険期なるためこの時の環境による変動が最も大きく資源にひびくとした．そこで塩分，水温，プランクトンの卵稚魚減少に及ぼした影響を精査し産出卵密度過大の効果も考えられた．(質疑応答略)

(4) **林知夫氏** (内海区水研)： 水産生物群聚 (バランス変動) と環境．喰いつ喰われつの海中生物の世界で体長大なるに従い，胃内容物は，高次になり，植物性から魚をたべる割合多くなる．エサ生物資源変動と魚食生物変動に相関がみられ，漁獲と天然環境により平衡水準の間の振動的変化がある．バランス・シートが Pisci predator とプランクトン feeder ベントス feeder の間に想定される．摂餌率$=\frac{\sum 胃内容物量}{\sum 体重}$と生理的 activity との関係，旱ばつ年，洪水年，冬暖厳冬年の平衡水準変化なども論ぜられた．(質疑応答略)

以上沖合，近海，内海環境に対する水産資源研究最近の進歩綜説を中心とする集談会であつた．

* 1958年5月13日受理

** 東京水産大学

第8回水産生物環境シンポジアム*

宇 田 道 隆**

昭和33年4月6日13時——18時．東海区水産研究所で「環境の周期性」を主題として，日本海洋学会と日本水産学会の共催で開く．宇田道隆氏挨拶後，座長畑中正吉氏，石井一美氏の司会で下記の報告討論があつた．

(1) **福岡二郎氏** (気象研究所)：海況の周期性．ガルフストリームの流速，流量 (水位変動) よりみて (Iselin, Fuglister) 夏，冬極大，(春)秋極小のような変化があり，南方定点への往復観測等から，黒潮についても増沢，市栄など2カ月半位の間隔の流速の山をみ，福岡も夏，冬の極大を検出した．Shingle 構造に潮汐的影響も考えられており，SIO の Arthur は近岸の塩分変化に内波的影響を推定した．水位の変動と海流変動の関係については庄司らの研究があり，黒潮が八丈方面で14日の振動することもわかつた．大潮小潮に応ずるものか，関

* 1958年5月13日受理

** 東京水産大学

連する黒潮自体の振動かであろう．急潮と気象の関係も興味がある．長週期の変動につき宇田も黒潮最高温帯の岸からの遠近をのべたが，南日は最近冷水塊の消長で15年位の周期を論じておる．ガルフストリームにも Iselin によれば十数年の周期があるらしく，潮位低い時代(1922—'32) に質量輸送が強かつたようである．宮崎も潮位を解析し周期11.6年，18.6年を求め，畑中も4.5年，川合も同様黒潮前線の変動の周期をみておる．対馬暖流につき日高，鈴木が7年周期，(対馬海峡)楠らが北海道で7～8年周期を求めた．沿岸水温解析すると日本海，太平洋を通じ11年周期も出る．また大潮小潮的14日周期は駿河湾，相模湾など内海近海によくみられ，急潮と関係があるとみられる．

(2) **高橋浩一郎氏**（気象研究所）：気象気候現象の周期性，周期には，数分（重力波），半日（大気の自由振動，気圧），1日（太陽輻射日変化），4日位（低気圧通過，不安定波，春秋の天気3～4日），7日(高気圧盛衰，3寒四温)，13.5日（潮汐29日の半分14日，太陽ガス，黒点27日の半分），この外大気環流に（ワイクマン24日），36日，72日，3月，5月，9.6月の変動周期あり，偏西風波一周25—36日，(これらは太陽輻射周期関係?)，1年(輻射年変化)，4年（災害），7年（6.58年，雨），9年(冬気温)，11.2年（太陽，黒点），35年（ブリュックナー周期），60年，80年（太陽活動），尚低緯度に3年欧洲で7.2年，夏冬温16年，西岡氏700年周期などある．日本気候資料洪水暴風，大雪からみて10年位の周期あり，黒点数と台風，暴風数は平行的変化，大雪とは逆変化をみる．藤原咲平博士は東北凶冷81年周期説．台風（60，80年）洪水（60，80年），旱ばつ（50，100年），大雪（80，90年），本年は多い年まわり．風水害4年周期（太陽遊星潮汐カプリング）．太陽からの微粒子が大気変動に大きな変化を及ぼし，黒点数多くなるとブロツキング現象多くなり，混合盛ん，緯度南北温度差へる．36月，72月，9.6カ月の周期あり日食月食周期11.2カ月，18.6年．K-指数18.0の半分9年（北太平洋高気圧南北周期）．

(3) **川名武氏**（東海区水研）：沿岸海洋生物周期性テングサ伊豆須崎で34～35年，昭23，27年全国的豊作（最近伊豆七島三宅島方面豊作）．同白浜も同じ．神津島周期21年，ヒラクサは1945年ごろ大減少したが最近又増加(ニシン漁周期35—36年，ビンナガ豊漁カツオ豊漁の昭和27年と対照し，テングサも魚同様暖寒流の影響あるやに思わる)．「サザエふえるとテングサへる」と俗にいう．サザエはテングサよりやや北方性で，昭和24，25年より大増加，(農林統計)，日本海では北限が北海道小島あたり，適地は新潟——石川方面にある．ワカメは北海道，岩手——長崎中の分布中心地帯はづれるほど周期的変動大．テングサと水温高低，暖流の沖から内湾入りこみの関係も論じた．白浜，年によりテングサ深くはえる(ふつう4～5ヒロ以内)．鉛直的分布，側面着生と豊凶の関係がある．磯焼は北から南に4～5年位の周期で移動する．主産地では磯焼からの回復はやい，テングサ周期白浜では20年位だが暖流強い南では30年周期とみられる．白浜は豊作になつていたが昨年又下つた．

(4) **畑中正吉氏**（東北大学，水産）近海の生物環境周期性．Huntsman（サケ），宇田（イワシ，マグロ，ニシン等）らの漁獲量からみた水産生物の周期性，海中の魚の周期性，みかけの Availability の周期的変化性海況．漁況），Abundance（たとえば Iceland の haddock）の変化などをのべ，漁業生産は海洋生産の一部で，基本生産の0.1%以下しか利用してないこと，魚は高次の消費者で，生れて商業的大いさになるまで数年かかるものが多く，この間に環境の影響の受け方がちがう．Sund, Russel 等の指摘したように卵稚魚時代の early survival が問題になる．年々発生量わかる魚種の年級と利用度，initial reproduction potential, relative brood strength が重要である．産卵された卵の総量，1年前の recruits の数量を入れて，発生数量，海中に実在する卵稚魚量をくらべる必要がある．10年間位の稚魚生残のデーターなどしらべ population の属する変化をみ，communityの変化，ecological succession (ecosystem の中で決定される）を調べる．生物量の増減を水温等環境と一しよに精査する必要がある．

(5) **宇田道隆氏**（東京水大）：海況漁況の周期性．長年の漁獲変動を海況変動と対照して，暖寒流の消長に伴う海洋暦をのべ，暖水魚族，冷水魚族，暖寒混合水中間性魚族，沿岸水性魚族の消長回帰を最近数十年の調査結果を中心に報告し，十数年乃至数十年，百年程度の長周期についてのべた．

(6) **半沢正男氏**（気象庁海洋気象部）：海洋気象の周期性．(i) Rhiel の水温偏差とハリケーン径路との関係の研究，(ii) Worthington の海水中溶在酸素量から，大へん欧州の冷たかつた1810年頃（1816年夏のない年）形成された水塊が，120年以上かかつて1930年—50年代の観測から，2500 m 深前後に沈降していることの推算，(iii) 超長周期の海水温変動を Urey の下で Emiliani らが O_2～O^{18}．O^{18}，O^{16} の比を用いて逆算した研究，(iv) Roden, Robinson, Reid らの大気と海の大循環相関研究などのべた．高気圧の変化に及びハリケーンのトラックが変化するようすが水温偏差の分布と関連しておること，1901～1908 頃（西偏）と 1934～44年頃が径路が同様になり，1909～20年頃東偏して，1924～32著しく東偏大西洋沖に出たことを報告しており，西偏時水温偏差(－)，東偏時（＋）になつている．台風による mass transport の擾乱がどのように遠くにまで及んでいるかが問題になつた．以上から，天文（太陽黒点等）気象，海況，海洋生物，漁況との周期的変動に密接な関連のあることを最新の綜説報告と討議でかなり明かに推知し得る大きな示唆を受けた．

特 別 寄 稿

潮 汐 理 論*（第1回）

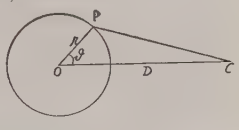
日 高 孝 次**

I. 平衡潮汐理論について

1. 起潮力ポテンシァル. 潮汐現象は地球上の海洋中の水粒子及び剛体地球全体に作用する天体の引力の差に依つて起る. かかる力を起潮力 (tide-generating force; tide-producing force; tide-raising force) 或は潮汐力と云い, 潮汐を起す天体は太陰即ち月, 及び太陽である.

今地球の中心を O とし, これに引力を及ぼす天体例えば月の中心を C とすれば地球表面或はその内部の一点 P に及ぼす月の引力ポテンシァルは

$$-\gamma M/\overline{CP}$$



である. 但し M は月の質量, γ は万有引力常数である. $\overline{OC}=D$, $\overline{OP}=r$ とし, P に於ける地心天頂距離 (geocentric zenith distance) 即ち $\angle POC$ を ϑ で表はせばこのポテンシァルは

$$-\frac{\gamma M}{(D^2-2rD\cos\vartheta+r^2)^{\frac{1}{2}}}+C$$

となる.***

併し我々が求めるのは P に於ける力そのものではなく, P に於ける剛体地球及び海水に作用する両引力の差である. さて地球は剛体と考えても当面の問題を論ずるには一向に差閊ない. そうすると月がこの剛体地球に引力を及ぼす場合には

$$-\frac{\gamma M}{D^2}$$

なる力が地球の中心 O から $\overline{OC}$ に平衡な方向に作用するがこの力は勿論地球内部の到る処で同じ強さを有つている. かかる一様な力の場のポテンシァルは

$$-\frac{\gamma M}{D^2}r\cos\vartheta+C$$

で与えられる. 依つてこの式を前の式から減ずれば P に於ける相対引力のポテンシァル即ち起潮力のポテンシァルは

$$\Omega=-\frac{\gamma M}{(D^2-2rD\cos\vartheta+r^2)^{\frac{1}{2}}}+\frac{\gamma M}{D^2}r\cos\vartheta+C \tag{1.1}$$

となる. 但し C は P 点の坐標に無関係な常数である. 今この式を球函数の理論に依つて帯球函数の級数に展開すると

$$\Omega=-\frac{\gamma M}{D}\left\{P_0(\cos\vartheta)+\frac{r}{D}P_1(\cos\vartheta)+\frac{r^2}{D^2}P_2(\cos\vartheta)+\frac{r^3}{D^3}(\cos\vartheta)+\cdots\cdots+\frac{r}{D}P_1(\cos\vartheta)\right\}+C$$

となる. 但し $P_0(x)$, $P_1(x)$, $P_2(x)$, …… は球函数で

$$P_0(x)=1,\ P_1(x)=x,\ P_2(x)=\frac{1}{2}(3x^2-1),$$

$$P_3(x)=\frac{1}{2}(5x^3-3x),\ \cdots\cdots$$

で与えられまた $-\frac{\gamma M}{D^2}r\cos\vartheta=-\frac{\gamma M}{D}\cdot\frac{r}{D}P_1(\cos\vartheta)$ であることを考慮している.

さて上の展開の右辺を整理すると

$$\Omega=-\frac{\gamma Mr^2}{D^3}P_2(\cos\vartheta)+\left(-\frac{\gamma M}{D}+C+\frac{r^3}{D^4}\text{及び高羃}\right)$$

となる. 元来 r/D は地球表面に P を選んだ場合約 0.017位の量であるから $\frac{r^3}{D^4}$ 及び高次の項は $\frac{r^2}{D^3}$ を含む主項に対してこれを省略しても第一近似としては差閊ない. また $-\frac{\gamma M}{D}$ なる量は P の位置に無関係で r や ϑ で微分する場合に起潮力に寄与しない項であるから

$$-\frac{\gamma M}{D}+C=0$$

になる様に常数 C を定めなければ不正な結果を導く惧れがある. かく考えると起潮力ポテンシァル Ω は

$$\Omega=-\frac{\gamma Mr^2}{D^3}P_2(\cos\vartheta) \tag{1.2}$$

となる. 更に球函数の記号を用いず

$$\Omega=-\frac{3}{2}\frac{\gamma Mr^2}{D^3}\left(\cos^2\vartheta-\frac{1}{3}\right) \tag{1.3}$$

と書けば一層その形が明瞭になる.

(1.2) 或は (1.3) に於て r, ϑ を以て地球上の一点 P の坐標と考えると

* 1958年5月1日受理

** 東京大学理学部地球物理教室

*** P の位置は唯莫然と地球の表面附近と考えて宜しい. 即ち r は地球の中心からこの点に至る距離で通常地球の半径に近い量であるが, r と ϑ を P 点の坐標と考える場合には勿論変数である.

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial \Omega}{\partial r} &= 3\gamma \frac{Mr}{D^3}\left(\cos^2\vartheta - \frac{1}{3}\right), \\ -\frac{\partial \Omega}{r\partial \theta} &= \frac{3}{2}\gamma \frac{Mr}{D^3}\sin 2\vartheta \end{aligned}\right\} \qquad (1.4)$$

は即ち起潮力の鉛直及び水平成分を与えるものである.

以上の議論では潮汐を起す天体としては主として月を取扱つている. 併し実際にはその他に太陽があつて距離こそ遙かに遠いが巨大な質量を有つため, 月の46%程度の起潮力を有している. そうしてこれら両天体は全く別々に潮汐を起していると考えられるから. 実際では(1.3)の式で M 及び D に夫々月の質量と地球から月に至る距離とを代入したものと, 太陽の質量及び地球から太陽に至る距離とを代入したものとの両式が加算されたものであると考えなければならない.

2. 平衡潮汐論. Sir Isaac Newton は『海洋の自由水面は自転する地球に対して攪乱天体が現在有つ位置を永久に保持すると仮定した場合に維持されるであろう平衡形を時々刻々に採る』と仮定して平衡潮汐論(Equilibrium theory of tides, statical theory of the tides, 静力学的潮汐論, 潮汐の釣合説とも云われている) を提唱した. 即ち海水には慣性も摩擦も無いと仮定している. そうすると海面は天体の起潮力, 地球の引力及び地球自転に依つて起る遠心力との合力下に平衡形を保つと考えられるから

$$\Psi - \frac{1}{2}\omega^2\varpi^2 + \Omega = \text{constant}$$

が平衡海面の方程式である. 但し Ψ は地球引力のポテンシャル, ω は地球自転の角速度, ϖ は地球表面の1点から自転軸に至る距離 (自転軸に下した) である. さて $\Omega=0$ なる場合, 即ち天体の起潮力を考えてない場合に海面が採るであろう形は

$$\Psi - \frac{1}{2}\omega^2\varpi^2 = \text{constant}$$

であるから今この面を $z=0$ なる基準面に選び z が海面から上方に引いた即ち外向きの法線の方向を表しているとし, 起潮力ポテンシャルに依る水面の上昇量を $\bar{\zeta}$ と考えると $\bar{\zeta}$ は小さいから

$$\left(\Psi - \frac{1}{2}\omega^2\varpi^2\right)_{z=0} + \left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\Psi - \frac{1}{2}\omega^2\varpi^2\right)\right]_{z=0}\cdot\bar{\zeta} + \Omega = \text{constant}$$

となる. 左辺第一項は常数であるし, 第二項は $\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\Psi - \frac{1}{2}\omega^2\varpi^2\right)\right]_{z=0} = g$ であるから上式から

$$\bar{\zeta} = -\frac{\Omega}{g} + c$$

が得られる. 常数 C は共通なものであるから一般に省略して

$$\bar{\zeta} = -\frac{\Omega}{g} \qquad (2.1)$$

を平衡潮高 (equilibrium height) と云い, 平衡潮汐論の立場から考えたとき天体の引力に依つて海面が基準水面 $z=0$ から上方に隆起する量を表す. 勿論平衡潮汐論に立脚したものであるから現実の潮高を与えるものでは決してないが, 潮汐の議論に於て便利な基準量である点に於て意義が大きい. またこれに $-g$ を乗ずれば直ちに起潮力ポテンシャルとなる点に於て平衡潮高は屢々起潮力ポテンシャルの代りに用いられる.

さて (2.1) に (1.4) から代入すると平衡潮高は

$$\bar{\zeta} = \frac{3}{2}\frac{\gamma}{g}\cdot\frac{Mr^2}{D^3}\left(\cos^2\vartheta - \frac{1}{3}\right) \qquad (2.2)$$

となる. この式は元来 $\frac{r^3}{D^4}$ 及び高次の諸項を省略した近似式であるから同じ程度の近似として地球表面の楕円率及びそれに伴う重力の場所的変化等を省略しても差閊ない. そのためには r の代りに地球の平均半径 a を用い, また地球の質量を E とするとき大体 $g=\frac{\gamma E}{a^2}$ と置いて宜しいから (2.2) は更に

$$\bar{\zeta} = H\cdot\left(\cos^2\vartheta - \frac{1}{3}\right) \qquad (2.3)$$

となる. 但し

$$H = \frac{3}{2}\frac{M}{E}\left(\frac{a}{D}\right)^3\cdot a \qquad (2.4)$$

である.

(1.2) や (2.3) から明らかな如く海水面が採る平衡形は ϑ に関する二次の帯型 (zonal type) の廻転調和球体 (harmonic spheroid of revolution) であつてその廻転軸は攪乱天体 C を通過する. 攪乱天体には月と太陽とがあるから実際の海面はこの両天体と地球中心とを結ぶ直線を軸とする2個の廻転調和球体が重り合つた複雑な曲面を成している.

さて (2.3) に依ると平衡水面の最も高い部分は $\vartheta=0°$ または $180°$ 即ち攪乱天体を天頂或は天底に見る場所で起り $\bar{\zeta}=+\frac{2}{3}H$ であつて平衡水面の最も低い部分は $\vartheta=90°$ 即ち攪乱天体を略々水平方向に見る大圏上で起り $\bar{\zeta}=-\frac{1}{3}H$ である. 従つて潮汐球体 (tidal spheroid) の表面の最高最低の差は $+\frac{2}{3}H-\left(-\frac{1}{3}H\right)=H$ に等しい. また

$$\cos^2\vartheta - \frac{1}{3} = 0$$

に相当する小圏 $\vartheta=\cos^{-1}\left(\pm\sqrt{\frac{1}{3}}\right)=90°\pm35°16'$ 上では $\bar{\zeta}=0$ でこの両小圏は節線 (nodal lines) を成す.

さて H の絶対値は (2.4) に天文学上の数値を代入すれば計算出来る. 即ち月に依る平衡潮高を H_M, 太陽に依るそれを H_S とし, 地球から攪乱天体に至る距離の平均値を用いれば

$$H_M = 53.33 \text{ 糎 (月)}$$
$$H_S = 24.61 \text{ 糎 (太陽)}$$

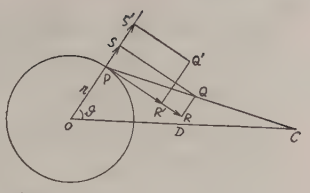
であり, 両者の比は

$$H_S/H_M = 0.4615$$

となる. 即ち太陽は尨大なる質量を有するに拘らず距離が大であるためにその起し得る潮汐は月のそれの46%に過ぎない.

3. 起潮力ポテンシャル(2). 起潮力ポテンシャルを導くには前節の方法の他に種々あるが, 最も判り易い方法を次に述べる.

前節と同様 O を地球の中心，C を天体とし P を地球の表面に近い点とすると P に作用する天体の引力は単位質量について



$$\frac{\gamma M}{D^2-2rD\cos\vartheta+r^2} \qquad (3.1)$$

であるから P 点に於てこれを鉛直と水平との両成分に分解すると夫々

$$\frac{\gamma M}{D^2-2rD\cos\vartheta+r^2}\cos\angle QPS$$

及び

$$\frac{\gamma M}{D^2-2rD\cos\vartheta+r^2}\sin\angle QPS$$

である．然るに $\angle POC=\vartheta$ であるから

$$\sin\angle CPO:\ \sin\vartheta=D:\sqrt{D^2-2hD\cos\vartheta+r^2}$$

$$\sin\angle CPO=\sin(\pi-\angle QPS)$$

$$=-\sin\angle QPS.$$

$$\therefore\quad \sin\angle QPS=\frac{\sin\vartheta}{\sqrt{1-2\frac{r}{D}\cos\vartheta+\left(\frac{r}{D}\right)^2}}$$

$$\cos\angle QPS=\frac{\cos\vartheta-\frac{r}{D}}{\sqrt{1-2\frac{r}{D}\cos\vartheta+\left(\frac{r}{D}\right)^2}}$$

である．依つて上記の鉛直，水平両成分は夫々

$$\left.\begin{aligned}&=\frac{\gamma M}{D^2}\frac{\cos\vartheta-\frac{r}{D}}{\left(1-2\frac{r}{D}\cos\vartheta+\left(\frac{r}{D}\right)^2\right)^{3/2}}\\ \text{及び}\quad&=\frac{\gamma M}{D^2}\cdot\frac{\sin\vartheta}{\left(1-2\frac{r}{D}\cos\vartheta+\left(\frac{r}{D}\right)^2\right)^{3/2}}\end{aligned}\right\}\qquad(3.2)$$

である．次に O に作用する $\overline{OC}$ 方向の引力を P に於て鉛直，水平に分解すれば夫々

$$\frac{\gamma M}{D^2}\cos\vartheta \text{ 及び } \frac{\gamma M}{D^2}\sin\vartheta$$

であるからこれらを (3.2) の両式から夫々減じたものは即ち天体 C に依る P 点に於ける起潮力の鉛直，水平両成分で夫々次の様になる．

点 P に於ける起潮力の鉛直成分：

$$=\frac{\gamma M}{D^2}\left\{\frac{\cos\vartheta-\frac{r}{D}}{\left(1-2\frac{r}{D}\cos\vartheta+\frac{r^2}{D^2}\right)^{3/2}}-\cos\vartheta\right\}\qquad(3.3)$$

同じく水平成分

$$=\frac{\gamma M}{D^2}\left\{\frac{\sin\vartheta}{\left(1-2\frac{r}{D}\cos\vartheta+\frac{r^2}{D^2}\right)^{3/2}}-\sin\vartheta\right\}\qquad(3.4)$$

これらは勿論 Mac Laurin の定理で展開することが出来る．その結果を $\frac{r^2}{D^4}$ の項まで採用して余を省略すると次の結果が得られる．

$$\left.\begin{aligned}\text{鉛直成分}&=\frac{\gamma Mr}{D^3}(3\cos^2\vartheta-1)\\&\quad+\frac{3}{2}\frac{\gamma Mr^2}{D^4}(5\cos^2\vartheta-3\cos\vartheta),\\ \text{水平成分}&=\frac{3}{2}\frac{\gamma Mr}{D^3}\sin 2\vartheta\\&\quad+\frac{3}{2}\frac{\gamma Mr^2}{D^4}(5\cos^2\vartheta-1)\sin\vartheta\end{aligned}\right\}\qquad(3.5)$$

この内右辺の第一項が主項で第二項は天体の視差の 4 乗に比例した項で通常省略されるものである．従つて起潮力は通常

$$\left.\begin{aligned}\text{鉛直成分}&=\frac{\gamma Mr}{D^3}r(3\cos^2\vartheta-1),\\ \text{水平成分}&=\frac{\gamma Mr}{D^3}\sin 2\vartheta\end{aligned}\right\}\qquad(3.6)$$

で与えられる．

以上の議論に於て r は地球の中心から地球表面或は内部の一点に至る距離であるが今これを変数と考えるならば (3.3) 及び (3.4) で明らかなように地球の中心 $r=0$ では起潮力が $=0$ となる．元来或る点に於ける力のポテンシァルとはこの力に反して単位質量をその点から力の作用しない点まで移動せしむるときに為される仕事である．依つて今起潮力について考えると起潮力の作用しない点は地球の中心であるから P 点に於ける起潮力ポテンシァルとは起潮力に抗して単位質量を P 点から地球の中心 $r=0$ まで移動させるときに為される仕事であつて，その移動する径路には無関係である．我々の場合には径路をどう選んでも宜しいが，水平方向に移動さすことは仕事の量に何等の寄与をしないために，起潮力の鉛直成分を $r=r$ から $r=0$ まで積分したものが即ち起潮力ポテンシァルである．即ち (3.3) から

$$-\Omega=\frac{\gamma M}{D^2}\int_r^0\left[\frac{\cos\vartheta-\frac{r}{D}}{\left(1-2\frac{r}{D}\cos\vartheta+\frac{r^2}{D^2}\right)^{3/2}}-\cos\vartheta\right](-dr)$$

$$=\frac{\gamma M}{D}\int_{\frac{r}{D}}^0\left[\frac{\frac{1}{2}d(1-2\rho\cos\vartheta+\rho^2)}{\left((1-2\rho\cos\vartheta+\rho^2)\right)^{3/2}}+d(\rho\cos\vartheta)\right]$$

となる．この式を整理して

$$\Omega=-\frac{\gamma M}{(D^2-2rD\cos\text{M}+r^2)^{\frac{1}{2}}}+\frac{\gamma Mr}{D^2}\cos\vartheta+\frac{\gamma M}{D}+C\qquad(3.7)$$

を得るが $\gamma M/D$ は元来 P 点の坐標に無関係な量であるから C の中に含ませることが出来る．従つてこれは (1.1) と全く同じ式である．

4.　地球上の潮汐．以上の如く太陽と月とは各々これらと地球の中心とを連ねる直線が平衡水面を貫く 2 点に於て常に最高の水位に達しこの 2 点から 90° を隔てる大圏上で最低である．若しこの直線が地球の自転軸と一致しているならば水位の高低は単に緯度の函数であろう．

併し太陽も月も絶えず地球の周りを廻つていて，黄道，白道は共に地球の赤道の面とは勿論一致していないために水位の変動は極めて複雑である．地球上の任意の一点ではその点と天体との相対運動の週期と大体同じ週期で海水が昇降する．今地球上の1点 P に於ける緯度を ϕ，或る決つた子午線から東方正に測つた経度を λ とし，δ を天体の赤緯，α を同じ子午線から西方に測つた時角とすれば ϑ，λ，ϕ，α の間には

$$\cos\vartheta=\sin\delta\cos\phi+\cos\delta\cos\phi\cos(\alpha+\lambda)$$

なる関係があるからこれを (2.2) に代入して整理すれば $\bar{\zeta}$ の式として

$$\bar{\zeta}=\frac{3}{2}H\left(\sin^2\delta-\frac{1}{3}\right)\left(\sin^2\phi-\frac{1}{3}\right)+\frac{1}{2}H\sin 2\delta\sin 2\phi\cos(\alpha+\lambda)+\frac{1}{2}H\cos^2\delta\cos^2\phi\cos^2(\alpha+\lambda)+C \quad (4.1)$$

が得られる．この式の右辺にある各項は何れも1つの潮汐であり，ϕ はそれらを合成したものである．

まづ1第項は二次の帯球函数であつて，地球の軸の周りに対称であり，且つ $\sin^2\phi=\frac{1}{3}$ 即ち $\phi=\pm35°16'$ を節線とする潮汐球体を与える．そうして潮汐の振幅は $\sin^2\delta-\frac{1}{3}$ に従つて緯度と共に変化するから月の場合にはこの量は時間的に見て約半月の週期で変動するが，これが即ち太陰半月潮即ち赤緯潮 (declinational tide) の起源である．また攪乱天体が太陽であれば玆に太陽半年潮が起る．玆に注意すべきは $\sin^2\delta-\frac{1}{3}$ は時間的に平均しても零にならないから，攪乱天体の軌道が赤道面から傾斜している場合には当然平均水位が常に永久的の変移を蒙ることである．

第二の項は2次1階の表面球函数 $P_2^1(\cos\vartheta)$ で与えられ攪乱天体の子午線から90°を距てた子午線及び赤道を節線とするもので振幅の最大である部分は天体の子午線上南北緯45°にある．地球上の任意の1点に於ける振動は時角 α が 360° を変化する時間を週期とするが，振幅は一定でなく δ と共に緩慢に変化し天体が赤道上にあれば存在せず，天体が赤道を通過すると符号を変ずる．この項は太陰一日潮と太陽一日潮とを与える．

第三項は2次2階の扇形球函数 (sectorial harmonic) でその与える潮汐球体は天体の子午線から東西に45°を隔てた2本の全子午線を節線とし，或点の振動は 2α が 2π 丈け変化する時間即ち太陰時或は太陽時の平日を週期とする．振幅は $\cos^2\delta$ に比例するから天体が赤道にあるときに最大である．この項に依つて太陰半日潮汐及び太陽半日潮汐が起るのである．

(4.1) の右辺には以上の他常数 C がある．これは海水の全容積が一定であること，即ち

$$\int\int\bar{\zeta}\,dS=0 \quad (4.2)$$

なる条件に依つて決定す可きものである．但し積分は全海面に及ぼす．即ち $-C$ は平均水面の高さである．若し海洋が全地球を覆うて居れば表面球函数の一般性質に基いて $C=0$ である．

潮位が平均水面から最も強く上昇するのは (3.2) に依り $\vartheta=0$，$\vartheta=180°$ で即ち天体を天頂或は天底に見る位置であり，そこの振幅は $\frac{2}{3}H$ である．また潮位が平均水位から最も下降するのは $\vartheta=90°$ 即ち天体を水平に見る大圏上の位置であつてその量は $-\frac{1}{3}H$ である．従つて水位の最高最低の差は H に等しい．

海面が全地表を覆つていない場合には C は零にならないで天体と地球との相対位置に従つて各瞬間々々に或る決つた値を採る．その値は (4.1) 及び (4.2) に依つて容易に決定することが出来て，δ と α とに関する二次の球函数に地球上の海陸分布に依存する量を含む積分の形の係数を乗じて加算したものから成る．かくの如く考えると C は時間に依つて増減する量であるから，自由海面の平均水位が海面全体に亘つて半日，一日，半月，半年等の週期で昇降することになる．

5．天体の視差の4乗に依存する項．起潮力ポテンシァルとして今迄考えた量

$$\Omega=-\frac{\gamma Mr^2}{D^3}P_2(\cos\vartheta)$$

は起潮力ポテンシァルの主項であつて通常の海洋潮汐を論ずるには一向差閊ない近似に於て起潮力ポテンシァルを表すのであるが厳密な計算にはその次の項

$$\Omega'=-\frac{\gamma Mr^3}{D^4}P_3(\cos\vartheta)$$

まで採る必要がある．この項に依存する潮汐は

$$\bar{\zeta}_1=\frac{\gamma Mr^3}{gD^4}P_3(\cos\vartheta)$$

であるがこれを $r=a$，$g=\frac{\gamma E}{a^2}$ に依つて書直せば

$$\bar{\zeta}_1=\frac{1}{2}\frac{M}{E}\left(\frac{a}{D}\right)^4\cdot a(5\cos^3\vartheta-3\cos\vartheta)$$

となる．この項は天体の視差 $\frac{a}{D}$ の4乗に比例する潮汐である．実際上この潮汐は月では無視出来ないが太陽の場合は無視しても差閊ない小さい量である．

実際に数値を入れて計算すると太陰，太陽の起潮力の合計に依存する平衡潮高を $\bar{\zeta}$ とし太陽の場合は ϑ_1 と書いて月の場合の ϑ と区別すれば

$$\bar{\zeta}(\text{糎})=53.3(\cos^2\vartheta-\frac{1}{3})\cdots\cdots\cdots\cdots\text{(太陰潮の主項)}$$
$$+1.5(\cos^3\vartheta-\frac{3}{5}\cos\vartheta)\cdots\cdots\begin{pmatrix}\text{太陰の視差の4}\\\text{乗に依存する項}\end{pmatrix}$$
$$+24.6(\cos^2\vartheta_1-\frac{1}{3})\cdots\cdots\cdots\cdots\text{(太陽潮の主項)}$$
$$+0.0018(\cos^3\vartheta_1-\frac{3}{5}\cos\vartheta_1)\begin{pmatrix}\text{太陽の視差の4}\\\text{乗に依存する項}\end{pmatrix}$$

となる．これで見ると「太陰の視差の4乗に依存する潮汐」は相当の量に達するが，「太陽の視差の4乗に依存する潮汐」は無視して宜しい．

以上の如く「太陰の視差の4乗に依存する潮汐」は可成りの大いさを有し，実際問題としては太陰 $\frac{1}{3}$ 日潮 M_3 はこの項に由来し，また副太陰楕率潮 M_1 の一部もこの項に依存するのである．

6．陸地が存在するための補正．平衡潮汐論では潮高を

$$\bar{\zeta}=\frac{3}{2}H(\sin^2\delta-\frac{1}{3})(\sin^2\phi-\frac{1}{3})$$
$$+\frac{1}{2}H\sin 2\delta\sin 2\phi\cos(\alpha+\lambda)$$
$$+\frac{1}{2}H\cos^2\delta\cos^2\phi\cos 2(\alpha+\lambda)+C \qquad (6.1)$$

で与えるがこの右辺の常数 C は水量が一定不変，即ち

$$\int\bar{\zeta}dS=0$$

なる条件で決定される．但し dS は地球表面の面積素で積分は陸地を除いた海面全部に及ぼすのである．海洋に全然大陸や島嶼がないならば $C=0$ であることは実際に積分を行つてみれば判るが現実の海洋のように大陸や島嶼が散在すると C は一般に $=0$ とならない．C は地球上の坐標 λ，ϕ について積分するのであるから地球と天体との相対位置にのみ依存する時の函数であるが地球表面上の坐標に無関係で到る処同一値を有つ．従つて全海洋の水面が同時に同程度に昇降することになる．一見不思議であるが大陸や島嶼が散在した海面が起潮力の方向に対し略々一日を週期として自転する結果の当然の帰結である．例えば簡単のため地球上の大陸が或瞬間に天体を天頂及び天底に見る部分を中心として配置されていたとするとその瞬間に於ける $\bar{\zeta}$ の値は海面の大部分に亘つて負であるからその瞬間の平均水面は低い．併し数時間を経過して天体を天頂及び天底に見る位置に海洋が廻つて来ると今度は全海洋に亘つて $\bar{\zeta}$ が正の部分が多いから平均水面は一般に高まる．実際の海陸の分布は更にずつと複雑であるから海洋全体の平均水位は地球と天体との相対位置に関係し，略々潮汐と同一の週期で到る処一様に変動するのである．

かくの如く平衡潮汐論を陸地の影響を考慮して修正することに関しては Lord Kelvin*, G. H. Darwin 及び H. H. Turner** の研究がある．

今地球の中心を頂点とする立体角素を ds とすれば $ds=\sin\phi\,d\phi\,d\lambda$ である．若し全地球が海で覆われて居れば海面全体について積分した結果は $\iint ds=4\pi$ であるが陸地を除いた海面丈けについて積分すると

$$\iint ds=4\pi Q,\quad (Q<1)$$

である．そこで今

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{1}{4\pi Q}\iint(\sin^2\phi-\frac{1}{3})\,ds=\frac{3}{2}\sin^2\phi_0-\frac{1}{3},\\
&\frac{1}{4\pi Q}\iint\sin 2\phi\sin\lambda ds=\sin 2\phi_1\sin\lambda_1,\\
&\frac{1}{4\pi Q}\iint\sin 2\phi\cos\lambda\,ds=\sin 2\phi_1\cos\lambda_1,
\end{aligned}\right\}\quad (6.2)$$

* Thomson and Tait, Natural Philosophy (1883), §§806-808.

** Darwin and Turner, On the Correction to the Equilibrium Theory of Tides for the Continents, Proc, Roy, Soc. London, XL (1886) Pp 303-315. [Papers I, 328-339]

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{1}{4\pi Q}\iint\cos^2\phi\cos 2\lambda\,ds=\cos^2\phi_2\cos 2\lambda_2,\\
&\frac{1}{4\pi Q}\iint\cos^2\phi\sin 2\lambda\,ds=\cos^2\phi_2\sin 2\lambda_2,
\end{aligned}\right\}$$

に依つて常数 ϕ_0, ϕ_1, λ_1, ϕ_2, λ_2 を決定しこれに依つて (6.1) の中の C を決定すれば

$$\bar{\zeta}=\frac{3}{2}H(\sin^2\delta-\frac{1}{3})(\sin^2\phi-\sin^2\phi_0)$$
$$+\frac{1}{2}H\sin 2\delta\left[\sin 2\phi\cos(\alpha+\lambda)-\sin 2\phi_1\cos(\alpha+\lambda_1)\right]$$
$$+\frac{1}{2}H\cos 2\delta\left[\cos^2\phi\cos 2(\alpha+\lambda)-\cos^2\phi_2\cos 2(\alpha+\lambda_2)\right]$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(6.3)$$

が即ち陸地の影響を補正した平衡潮高を与える式である．

H. H. Turner は実際の海陸の配置を考慮して (6.2) の如き積分を計算し ϕ_0, ϕ_1, λ_1, ϕ_2, λ_2 を決定したがその結果を次表に示す．

長週期潮汐	$\phi_0=34°\ 33'\,\mathrm{N}$
一日潮汐	$\phi_1=0°\ 57'\,\mathrm{S}$, $\lambda_1=53°\ 47'\,\mathrm{E}$
半日潮汐	$\phi_2=71°\ 23'\,\mathrm{N}$, $\lambda_2=2°\ 56'\,\mathrm{W}$

そこでこの表の数値を用い (6.3) に依つて陸地の影響を補正した場合の平衡潮高を吟味してみよう．まづ (6.3) の左辺第1項の長週期潮汐については

$$\phi=\pm\phi_0=34°\ 33'\mathrm{N},\quad 34°\ 33'\mathrm{S}$$

なる両緯度圏を節線とすること明らかである．然るに補正しない平衡潮汐では $\phi=35°\ 16'\mathrm{N}$, $35°\ 16'\mathrm{S}$ が節線となり補正の効果は節線を僅かに $43'$ 程赤道の方に移動せしむるに過ぎない．また $\phi=\sin^{-1}\sqrt{(\frac{2}{3}-\sin^2\phi_0)}$ なる緯度では

$$\sin^2\phi_0-\sin^2\phi=\sin^2\phi_0-(\frac{2}{3}-\sin^2\phi_0)$$
$$=2(\sin^2\phi_0-\frac{1}{3})$$

となつて補正しない時の値 $\sin^2\phi-\frac{1}{3}=\frac{1}{3}-\sin^2\theta_0$ の値の2倍になる筈である．

次に一日潮汐では ϕ_1, λ_1 は $+\sin 2\phi_1\cos\lambda_1$ 及び $\sin 2\phi_1\sin\lambda_1$ から導いたものであるから実際は

ϕ_1, λ_1; $-\phi_1$, $\lambda_1+180°$; $90°-\phi_1$, λ_1; $-90°+\phi_1$, $\lambda_1+180°$ なる4点を表している．この4点は何れも同一子午線上にあつて而もこの4点では一日潮汐が消失する．その内2個は各々赤道及び極からの距離が等しい同一象限内の点 ($\phi=0°\,57'\mathrm{S}$, $89°\,03'\mathrm{S}$, $\lambda=53°\,47\mathrm{E}$) であり他の2点はこれら対蹠点 ($\phi=0°\,57'\mathrm{N}$, $89°\,03'\mathrm{N}$, $\lambda=126°\,13'\mathrm{W}$) を成している．また以上の4点と同じ子午線上に補正しない場合に較べて平衡潮高が2倍になる4点

$-\phi_1$, λ_1; ϕ_1, $\lambda_1+180°$; $\phi_1-90°$, λ_1; $90°-\phi_1$, $\lambda_1+180°$

がある．この無潮点は

$$(\phi=0°57'\mathrm{N},\ 89°03'\mathrm{N},\ \lambda=53°47'\mathrm{E})$$

及びその対蹠点の4点である．

最後に半日潮汐についてみると無潮点は

ϕ_2, λ_2; $-\phi_2$, λ_2; ϕ_2, $\lambda_2+180°$; $-\phi_2$, $\lambda_2+180°$

の4点即ち（$\phi=81°23'N$, $81°23'S$, $\lambda=2°56'W$）なる赤道に対称な2点及びその対蹠点であり，平衡潮高が補正しない場合の2倍になるのは

$\phi_2, \lambda_2+90°$；$-\phi_2, \lambda_2+90°$；$\phi_2, \lambda_2+270°$；$-\phi_2, \lambda_2+270°$

であつて上記4点の無潮点を単に緯度90°丈けずらした点に過ぎない．

(6.1) の如き積分を観察すると次の結論を得る．陸地が次第に減少して遂に消失するようになると長週期潮汐が消失する緯度圏は南北緯 35°16′ の緯度汐に移動して来る．また一日潮汐では一日潮汐が消失する点の一つ及び同じく平衡潮高が2倍になる点の一つは共に北極に移動し，また第2対は南極に，第3対は北に第4対はその対蹠点へと移行する．最後に半日潮汐については2対の消失点及び2倍になる点2対の内一対づつが北極へ他の一対づつは南極へ移動する。

補正した平衡潮汐論は以上の如く現実の海陸分布に応用されたが，現実の海陸分布を考慮した，自転する地球上の動力学的潮汐論は未だないし，将来も恐らく出ないであろう．従つて Darwin と Turner の結果が正しいかどうかを判定することは実測に俟つ他はない．併し大陸補正は如何なる海陸分布を地球が有つ場合にも応用して差支ない．地質時代海陸の分布が現代と異つていたとしても勿論応用されて差支ない．要はその価値如何にある．例えば近頃 G. R. Goldsbrough は一本の緯度圏と極とを含む極海や二本の緯度圏で囲まれた帯状海の動力学的潮汐論を完成したが，その結果を平衡理論と比較する場合には必ず海陸の分布に対して補正した平衡理論を採用しなければならない．事実 Goldsbrough の結論に依れば海洋が極めて大きく且つ浅い場合を除けば長週期潮汐に関する限りは補正平衡潮汐で代用して実用上差支ないことが判つたのである．

種々の海陸分布に対して動力学的の取扱いが成功しつつある今日それに対する補正平衡理論の重要性は決して見逃し得ない．

7．平衡潮汐論の補正．平衡潮汐論では地球上の海洋に長週期，約一日，約半日なる週期を有つ潮汐が起り，その高さが太陰太陽の赤緯や同じく地球からの距離に依存すること等を説明し得るが，この理論で解明出来ない潮汐現象も亦極めて多い．

まづこの理論の骨子たる海面が時々刻々に起潮力と釣合うと云う事柄は実際には起らない．即ちこの理論では攪乱天体が子午線を経過した瞬間に満潮が起ることになるが，実際には天体が子午線を経過してから，場所に依つて一定しないが兎に角或時間後でなければ満潮が起らない．天体が子午線上にあるとき干潮が起る場合さへもある．また平衡潮汐論では太陰太陽の起潮力を合算しても約78糎以上の潮差はあり得ない筈であるが，現実の海では潮差が数米，時には十数米に達する．これらの事実は平衡潮汐論が，地球上の現実の海洋には当嵌らないことを物語るものである．

理論と現実とにかかる矛盾が何故に存在するかを厳密に知ることは極めて困難であるが，その最も主要な理由としては平衡潮汐論では地球の全表面が水深一様な海洋で覆われていると仮定しているに拘らず，現実の海洋では水深の分布が極めて不規則である上に大陸島嶼が雑然として散在していること及び海水の摩擦や慣性があるために天体が子午線上に来ても海水が直ちにその地点に集つて満潮を起し得ないこと及びこれら複雑な地形のために海水が堆積して平衡潮高以上の潮高を示すこと等を挙げることが出来るであろう．

併し乍ら前述の如く，起潮力と同一週期の潮汐が実際に起つていること及び潮差が太陰太陽の赤緯及び地球からの距離に依存することは確かに事実を良く説明していると云えるのである．

以上の事柄を斟酌すれば実際の潮高 ζ は (4.1) に対して

$$\zeta=\left(\frac{\bar{D}}{D}\right)^3\left\{\begin{array}{l} R_0\left(\frac{1}{3}-\sin^2\delta\right) \\ +R_1\sin 2\delta\cos(\alpha-\varepsilon_1) \\ +R_2\cos^2\delta\cos(2\alpha-\varepsilon_2)\end{array}\right. \qquad (7\cdot1)$$

の如く表すことが出来る．茲に $\bar{D}$ は地球から太陰または太陽に至る平均距離で D はその各瞬間に於ける値，R_0, R_1, R_2 は地球上の一点 (ϕ, λ) に於ける長週期潮汐，一日潮汐，半日潮汐の潮差で実測から決定すべきもの，ε_1, ε_2 は一日潮汐及び半日潮汐が起潮力の位相から若干遅れて満干潮を生ずることを示すもの，δ は天体の赤緯である．この式は太陰及び太陽について別々に得られ実際は両式を合算したものであること勿論である．

以上の式を吟味すればこの式は大体観測事実を一応説明している．即ち潮汐が起潮力と同一週期を有し，天体と地球との距離の3乗に反比例するは勿論満干潮は天体の子午線経過後一定時間後に起り，その潮差は地球上の場所の函数であつて観測から決定す可きものである．

そこで潮差が天体の赤緯に依つて変動する程度を吟味してみると太陰の赤緯は 28°N から 28°S，太陽では 23.5°N から 23.5°S の間を変化するがそれに伴う $\cos^2\delta$ の変化は次表の通りである．

赤緯	0°	±10°	±20°	±23.5°	±28°
$\cos\delta$	1.00	0.97	0.88	0.84	0.78

即ち太陰半日潮の潮差は太陰の赤緯の変化に依つて22%変化し，太陽半日潮の潮差は太陽の赤緯の変化に依つて16%変化を受けるのである．かく半日潮が天体の赤緯の変化の影響を受けることが比較的少いのに反し，一日潮には極めて著しい影響が見られる．即ち $\sin 2\delta$ は

赤緯	0°	±10°	±20°	±23.5°	±28°
$\sin 2\delta$	0.00	±0.34	±0.64	±0.73	±0.83

となる．即ち天体が赤道上にあるときは一日潮が存在しなくなり，潮汐が一日潮不等のない綺麗に揃つた半日週期を示すことは実測から認知し得るのである．最後に長週期的潮汐の潮差が太陰では約33%太陽では約20%変動することを述べて置こう．

次に天体からの距離の影響であるがこれは3乗に反比例するためにまた可成の量に達する．これを次に示す．

	太陰潮	太陽潮
近地点：$\left(\frac{\bar{D}}{D}\right)^3=$	1.18	1.05
遠地点：$\left(\frac{\bar{D}}{D}\right)^3=$	0.85	0.95

天体の時角 α が 360° 増加するに要する時間は約1日であるが太陽ではこの時間は 23時 59.6分から 24時 0.4分の間を変化し(平均 24 時 0.0分)太陰では24時38分から25時 6 分の間（平均24時50分）変動2%弱を変化している．

また天体が子午線を経過してから満潮が起るまでの時間も実際は決して厳密に一定したものではない．従つて潮高の式 (7.1) は以上に説明した程度で正しいもので勿論厳密な意味で正しいものではない．また長週期潮汐の項もこれは平均水面の高さを徐々に変化せしむる丈けで毎日の潮汐には殆ど関係がなくその潮差も至つて小さいから省略し短い期間では (7.1) の第 2 第 3 両項丈け考えれば宜いのである．(続く)

録　　事

1. 日本海洋学会昭和33年度年会及び総会

昭和33年4月7～9日，東京大学医学部一号館講堂で行われた．次第は次の通りである．

(1) 研究発表その他

4月7日午前（1～6 座長 福富孝治）

1. 日本海対馬暖流域の水塊組成　輿水直文（舞鶴海気）
2. 終戦後5年間の東北海区における水塊配置　川合英夫（東北水研）
3. ベーリング海の海況について　北野清光，藤井浄（北水研）
4. 赤道海域一齊海流測定について（I. G. Y. 1958年1～3月）序報　鈴木成二，二谷穎男，°吉田昭二（水路部）
5. 南極環海の海洋構造について（海鷹丸調査の結果）°石野誠，森田良美（東水大）
6. 1956～57年度南氷洋鯨漁場の表面海況　奈須敬二（鯨研）

11時より総会（総会議長 速水頌一郎）

会長挨拶

11時～11時30分　予算会計報告，海洋総合研究所設立促進委員会の経過報告，その他報告並びに審議

11時30分～12時　学会運営に対する自由討議

午後（7～12 座長 山口生知）

7. 1955，56年太平洋観測による水塊分布と漁場の関係　宇田道隆，西内信雄（東水大）
8. 「駒橋」の観測による昭和9～11年の北洋の海況について　杉浦次郎（函館海気）
9. 秋季東北海区サンマ漁場の移動から見た親潮前線の性状　木村喜之助（東北水研）
10. 漂流瓶の津軽海峡通過に就いての季節的特徴と年による相違　木村喜之助（東北水研）
11. 三陸近海の水温逆転について　黒田隆哉（東北水研）
12. 室戸に於ける水温の乱れの観測結果　°彦坂繁雄，日向野良治（水路部）

(13～17 座長大内正夫)

13. 水道によつて内湾と連る入江の塩分について　平野敏行（東海水研）
14. 金華山沖における黒潮の短期変動の一例　増沢譲太郎（気象庁）
15. 海況の潮位に及ぼす影響の一例　森安茂雄（神戸海気）
16. 大洋の東西両岸における水温の長期傾向　福岡二郎（気象研）
17. 遠州灘沖の冷水塊の生成機構について　南日俊夫（気象研）

4月8日午前（18～25 座長 杉浦次郎氏）

18. オホーツク海高気圧によつて起る海水の運動について（続々報）　大内正夫（京都学芸大）
19. 風波の峯幅について °竹内能忠（気象庁），土屋瑞樹（東大理）
20. 南方定点と北方定点の wave climate について　宇野木早苗（気象研）
21. 流れに逆行してくる波の安定性について　富永政英（東京学芸大）
22. 波浪による水面勾配の測定（水槽実験）（スライド使用）　Charles S. Cox（スクリップス海洋学研究所　現在東大理）
23. 風波に関する 2，3 の実験　光易恒（運輸技研）
24. Cauchy-Poisson 波についての考察（IV）　三好寿（東水大）
25. 進行する有限風域からつたわる長波について（続）　宮崎正衛（気象庁）

午後（26～32，座長 速水頌一郎）

26. 潮汐調和分解の一方法について（続）　宮崎正衛（気象庁）
27. プランクトンによる内湾水の動きの推定（第3報）潮汐に伴う変化について（スライド使用）　山路勇（京大理瀬戸臨海実験所）
28. 風の応力分布と水温の水平分布との関係　斎藤泰一，金成誠一（東水大）
29. 三大洋の表面海水の発散，収斂とその季節変化　日高孝次，°小川喜平治（東大理）
30. 赤道近くの海流，特に赤道潜流の動力学的説明　日高孝次，°永田豊（東大理）
31. バロクリニック海に於ける湧昇の理論　日高孝次（東大理）
32. Upwelling along the Coast of Peru　E. Schweigger（ペルー国リマ市グアノ会社）（日高代読）（33～39 座長 中野猿人）
33. 海洋を伝わる長周期（1日より長い）の波に及ぼす陸岸の影響（特に沿岸湧昇流に関連して）　吉田耕造（東大理）
34. 自然——準ラグランジュ座標系について　川合英夫（東北水研）
35. 南方定点における溶在酸素の年変化　大久保明（気象庁）
36. 東北海区の溶在酸素の分布（第3報：北方定点における年変化）　大久保明（気象庁）
37. 大洋に於けるストロンチウムとカルシウムの関係　°菅原健，川崎暢子（名大理）
38. 大洋に於ける重水素の分布　千谷利三，堀部純男，°小早川美津子（東京都立大）
39. 太平洋に於ける人工放射性物質の分布　°三宅泰雄（東京教育大，気象研）猿橋勝子（気象研），亀田和久（日本原子力研）

4月9日午前（40～43，座長森田良美）

40. ^{14}C による生産力測定上の 2，3 の問題　°西条八束（東京都立大）市村俊英（東京教育大）
41. 黒潮水域のクロロフィル量について　°市村俊英

(東京教育大) 西条八束 (東京都立大), 長谷裕 (水路部)

42. 海水中のアルミニウム及び鉄の定量 °山本克巳 (舞鶴海気), 橋谷博 (立命大理)

43. 児島湾締切後の淡水湖化の過程について 奥田節夫 (岡山大理)

(44～49 座長 山路勇)

44. 西大西洋赤道海域の水塊分布について 村野正昭 (東大農)

45. 本邦近海産オキアミ類の生態学的研究 III *Euphausia Pacifica H. J. HANSEN* の春季に於ける接岸浮上機構に関する一考察 小牧勇蔵 (東大農)

46. 本邦近海産オキアミ類の生態学的研究 IV *Euphausia Pacifica H. J. HANSEN* 成体飼育の試み 小牧勇蔵 (東大農)

47. プランクトン時報資料による主要珪藻の量特性の水温及び比重との関係 上野福三 (神戸海気)

48. 濁度の垂直分布とプランクトン生産量の関係について 西沢敏, 井上直一 (北大水産)

49. 1954年5月三陸沖のミクロプランクトンの垂直分布と海況について 大和田守 (気象庁)

午後 (50～53 座長 上野福三)

50. 本州東方海における夏の表層水のプランクトン性状 丸茂隆三 (気象庁)

51. 日本列島対馬暖流域におけるハリセンボンの集団接岸現象について 西村三郎 (日水研)

52. サリノメーターについて (第1報 基礎実験について) 川本彊雄 (気象庁), 川西健次 (日大工), 岡部茂雄, 国峯璋二郎 (離合社)

53. 海中光の偏光に就て 佐々木忠義 (東水大, 科研), 渡辺精一, 大柴五八郎, °岡見登 (科研)

(54～60 座長 川本彊雄)

54. 南極クック崎沖の底質 新野弘 (東水大)

55. 大陸棚に漁場底質中の有機炭素の分布 新野弘 (東水大)

56. 海底の堆積物に就て 斎藤行正 (大阪市大)

57. 海氷・波浪・潮目の測量を目的とする傾斜写真平面変換引伸器 渡辺貫太郎 (函館海気)

58. オホーツク海南西部における1958年の流氷とその漂流状況 渡辺貫太郎 (函館海気)

59. 氷海における風による流氷の定常漂流の近似解 福富孝治 (北大理)

60. 昭和33年北海道沿岸海氷観測報告 (スライド使用) 川上喜代四 (第一管区水路部)

尚その他のシンポジウムは次の通りである.

a) プランクトン・シンポジウム

主題 プランクトンの培養と飼育 4月5日 (土) 於東海区水産研究所二階会議室 講演者 松平近義, 里見至弘, 今井丈夫, 酒井誠一其他

b) 水産生物環境シンポジウム

主題 生物環境の周期性 4月6日 (日) 於東海区水産研究所大会議室

講 演

1. 海況の周期性 福岡二郎 (気象研)
2. 気象, 気候方面の周期性 高橋浩一郎 (気象研)
3. 沿岸方面海洋生物の周期性 川名武 (東海水研)
4. 近海の生物環境周期性 畑中正吉 (東北大)
5. 海況漁況の周期性 宇田道隆 (東水大)
6. 太陽黒点, 海洋気象方面の周期性 半沢正男 (気象庁)

c) 深海研究懇談会 4月9日 日本海洋学会主催で年会終了後東大理学部一号館会議室で行つた. 報告 バチスカーフについて佐々木忠義 (東水大), ロックフェラー財団からの研究援助について 竹内能忠 (気象庁) 話題提供者 深層の流 日高孝次 (東大理), 深海底の堆積 奈須紀幸 (東大理), 海床の構造 斎藤行正 (大阪市大理工)

懇親会は4月8日 午後6時 日高会長邸で行い盛会だつた.

(2) 予算 決算

4月7日の総会で下記の昭和32年度収支決算が承認され, 昭和33年度予算及び新評議員が決定した.

(a) 日本海洋学会昭和32年度収支決算 (単位：円)

収入		支出	
前年度繰越	44,066	会誌	338,300
会費収入	181,003	大会費	21,801
指針, 常用表売上	107,176	人件費	73,100
広告代収入	160,000	送料通信費	47,459
文部省助成金	100,000	文具費	12,435
会誌売上収入	27,500	雑費	54,799
予金利子	2,337	交通費	6,150
雑収入	32,725	地物連合分担金	1,000
		指針増刷代	10,000
計	654,807	計	565,044

次年度繰越金 89,763

(b) 日本海洋学会昭和33年度予算 (単位：円)

収入		支出	
前年度繰越	89,763	会誌印刷費 (14巻1号～4号)	300,000
会費	200,000	大会費	10,000
指針等売上	50,000	人件費	75,000
広告代	96,000	送料通信費	50,000
文部省助成金	100,000	文具費	10,000
会誌売上	30,000	交通費	8,000
予金利子	2,500	委員会費	10,000
		地物連合分担金	1,000
		指針増刷代残	65,000
		雑費	10,000
		予備費	29,263
計	568,263	計	568,263

(3) 新評議員

(在京) 宇田道隆, 宇野木早苗, 大久保明, 庄司大太郎, 須田皖次, 竹内能忠, 中野猿人, 南日俊夫, 新野弘, 半沢正男, 日高孝次, 平野敏行, 福岡二郎, 増沢譲太郎, 松江吉行, 丸茂隆三, 三宅泰雄, 宮崎正衛, 安井正, 吉田耕造

(地方) 井上直一, 木村喜之助, 楠宏, 小泉政美, 斎藤行正, 下村敏正, 菅原健, 杉浦次郎, 辻田時美, 速水頌一郎, 菱田耕造, 福富孝治, 藤井義之, 松平康男, 元田茂

（4） 今年秋季大会は11月名古屋で開催の予定．詳しい事はいずれお報せする．

2. 在京評議員の事務分担

今年は各評議員が各々学会運営の為下記のように事務を分担する事にした（*印は委員長）

編集　中野猿人*，新野弘，丸茂隆三，半沢正男，大久保明，宇野木早苗

会計　増沢譲太郎*，平野敏行

庶務
- （文書連絡　事務局の監督）　吉田耕造
- （会合，議事）　宮崎正衛*，福岡二郎
- （企画）　宇田道隆*，南日俊夫，宇野木早苗
- （渉外―国外との連絡）　三宅泰雄，*竹内能忠
- （国内，他学会との連絡）　庄司大太郎
- （海洋総合研究所設立準備委員会との連絡）　松江吉行
- （選挙事務及び学会名簿関係）　安井正
- （学会図書）　福岡二郎

会計監査　須田暁次*，新野弘

3. 会長・副会長の決定

会長・副会長の選挙開票は5月12日に行われ次の如く決定した．

会長　日高孝次　　副会長　宇田道隆，菅原健

4. 海洋学研究連絡委員会委員候補者の推薦

今年より海洋学研究連絡委員会が設置される事となつた．これは学術会議の中に設置されるもので，地球物理学研究連絡委員会の海洋分科会と別のものである．その性格は海洋学全般の発展の為関係学問と提携して国内及び国外との連絡を密にし研究活動の基礎をきずくものである．

日本海洋学会では16名の委員を推薦するよう学術会議から依頼をうけた．

これは学術会議，SCOR，IACOMS，からの委員を含め海洋学全般にわたつて委員を推薦するよう要請されている．尚その他に水産学会2名，動物，植物，地質，航海，塩各学会各1名，官職による委員4名（水産庁，気象庁，水路部，資源調査会各1名）が依頼されている．全評議員で5月12日に選挙を行い日本海洋学会推薦として次の17名を決定した．宇田道隆，中野猿人，速水頌一郎，吉田耕造（以上海洋物理）石橋雅義，菅原健（以上海洋化学）松江吉行，元田茂（以上海洋生物）高橋龍太郎，福富孝治（以上地球物理）　新野弘（海洋地質）　多田文男（地理）本間仁（工学）　和達清夫（学術会議4部）　森高次郎（学術会議6部）　日高孝次（IACOMS）　三宅泰雄（SCOR）以上17名である．

日本海洋学会としては17名の委員を選ぶよう学術会議に要請するが，これが不可能な場合は福富孝治氏に御遠慮を願う事に評議員会で決定している．

5. 海洋総合研究所設立について

かねてから懸案の海洋綜合研究所設立については既に昭和33年4月の学術会議総会でその必要が認められたので5月1日の評議員会で次の事を決定した．学会として海洋綜合研究所設立促進委員会をつくる．評議員全部がこの構成メンバーとなる．尚設立に関して積極的にその仕事に働ける実行委員を定めた．実行委員会は促進委員会と密接な連絡をとり活動する事になつている．会長指名で次の諸氏を実行委員に定めた．宇田道隆，佐々木忠義，竹内能忠，新野弘，日高孝次，松江吉行，三宅泰雄，吉田耕造．現在の所学術会議から文部省え設立要望の決議が伝えられるという段階である．

6. 海洋学会会則改正小委員会の設置

学会では最近の会の発展に鑑み，会則に不備な点がある為，会則改正小委員会を設ける事となつた．5月13日の評議員会で，宇田道隆（東水大 委員長），宇野木早苗（気象研，幹事），庄司大太郎（水路部），南日俊夫（気象研），平野敏行（水研），安井正（気象庁），吉田耕造（東大）の諸氏が委員に任命された．なお改正案は今年秋の臨時総会に提出される予定である．

7. 会員消息

（1） 本会の副会長菅原健氏（名古屋大学理学部教授）は昭和33年5月12日に「水による物質移動循環機構の地球化学的研究」によつて学士院賞を授与された．

（2） 本会賛助会員渡部七郎氏は昭和33年1月6日病のために死去された．同氏は生前多年に亘り優秀なる国産転倒温度計の製作に精魂を傾けられ，これを通じて吾が国の海洋学の進歩に寄与せられた功績は甚だ大きい．同氏の逝去に際し，本会からは日高会長が代表して焼香し，金一封を霊前に供えた．

8. 国際海洋会議 International Oceanographic Congress の開催について

Woods Hole 海洋研究所の Sears 博士から国際海洋会議開催に関し日本海洋学会誌にその旨を掲載してほしいとの通知があつたのでお報せする．

1959年8月30日から9月12日迄ニューヨークの国連ビルで国際海洋会議がひらかれる．これは海洋学及びその関連諸学の立場から基礎的な問題を討議するものである．

この会議では5つのシンポジュームが行われる．即ち (1) 地球の歴史 (The history) (2) 海洋の周囲 (The boundaries) (3) 深海の問題 (The deep sea) (4) 有機物及び無機物の力学 (Dynamics of organic and inorganic substances) (5) 海洋中の生物の生存問題 (The marine life regime) である．

これに題目を呈出したい方はアブストラクトをつけ1959年2月1日迄必着するよう事務局に送る事．完成した論文は同年5月1日迄必着するように事務局に送る事．

事務局としては若い研究者の新しい研究を期待し，渡航費の面倒をみたいと考慮中である．詳しい事は下記に連絡されたい．

Dr. Mary Sears, Chairman
Woods Hole Oceanographic Institution
Woods Hole, Massachusetts, U.S.A.

国際海洋会議のスケジュール

本誌印刷中に上記国際海洋会議のスケジュールを入手したのでとりあえずそのままおめにかける.

Appendix 2 to the minutes of the meeting of 13-14 April 1958

Topics for morning lectures

31 August 1959. **History of the oceans**
The ocean basins
1. Shape and structure
2. Forces and processes
3. Stratigraphy of the deep sea

1 September 1959. **History of the oceans** (cont.)
History of sea water and marine organisms
1. History of sea water
2. Origin of life in the sea
3. The marine climatic record

2 September 1959. **Population of the sea**
Differentiation and disperal of marine populations
1. The paleogeography of marine faunas
2. The biogeographical regions of the sea
3. Evolution and adaptation in the sea

3 September 1959. **Populations of the sea** (cont.)
The physiology and behavior of marine organisms
1. Behavior
2. Physiology of marine plants
3. The cultivation of marine organisms as a means of understanding environmental influences on populations

4 September 1959. **The deep sea**
1. Geochemistry and phpsics of circulaton
2. Special characteristics of bathypelagic organisms
3. Stirring and mixing in the ocean

7 September 1959. **The deep sea** (cont.)
1. Distribution of pelagic sediments (biological and physical origin)
2. Nuclear processes in pelagic sediments
3. The nature and origin of abyssal organisms

8 September 1959. **Boundaries of the sea**
1. Coupling of sea and air
2. Spectrum sea level
3. Epicontinentral sediments

9 September 1959. **Boundaries of the sea** (cont.)
1. Estuaries and nearshore circulation
2. Influence of land masses on the behavior and distribution of marine organisms
3. Surface films and their importance in exchange processes

10 September 1959. **Cycles of organic and inorganic substances in the ocean**
Components
1. Physical chemistry of sea water
2. Biologically active substances
3. Primary production
4. Balance between living and dead matter in the oceans

11 September 1959. **Cycles of organic and inorganic substances** (cont.)
Exchanges
1. Air-ocean
2. Sea water and sediment
3. Vertical and horizontal transport in the ocean

9. 本会への寄附

(1) 本会賛助会員岩宮政雄氏は昭和32年4月8日本会の事業振興に資するために金10万円を本会に寄附された.

(2) 本会賛助会員故渡部七郎氏の遺族より香典返しとして金1万円を本会に寄附された.

10. 日本地球物理学連合懇親会

本学会は昭和32年度の日本地球物理学連合の当番学会(連合会長, 日高孝次, 連合幹事半沢正男)であつたが, その任期が終了に伴い, 去月5月27日日高会長邸で日本地球物理学連合の昭和32年度事業報告と懇親会が開催された. なお次の当番学会は火山学会に定まつた.

11. 編集記事

(1) 測器特集号について. 本号は測器特集号の予定であつたが, 締切日(4月末日)までの測器関係の応募原稿が1篇にすぎなかつたので, 本号は特に測器特集号と銘うたなかつた.

(2) 学会誌投稿規定の改正について. 最近印刷費が安くなつたので, 1号当り平均15頁程増頁する事が可能になつた. そこで会員の要望に沿つて, 1篇の論文の長さを, 図を含めて印刷頁で10頁(図は8枚以内)迄認める事になつた. 会員各位には優秀な論文を沢山投稿して学会誌を充実させていただきたい. なおこの規定は第14巻第3号より実施する.

(3) 第14巻第3号の手持原稿は3篇です.

(4) 学会誌の原稿締切および発刊予定は次の通り.

	締切	発刊
第14巻第3号	7月末	9月末
第14巻第4号	10月末	12月末
第15巻第1号	1月10日	3月末

正 誤 表

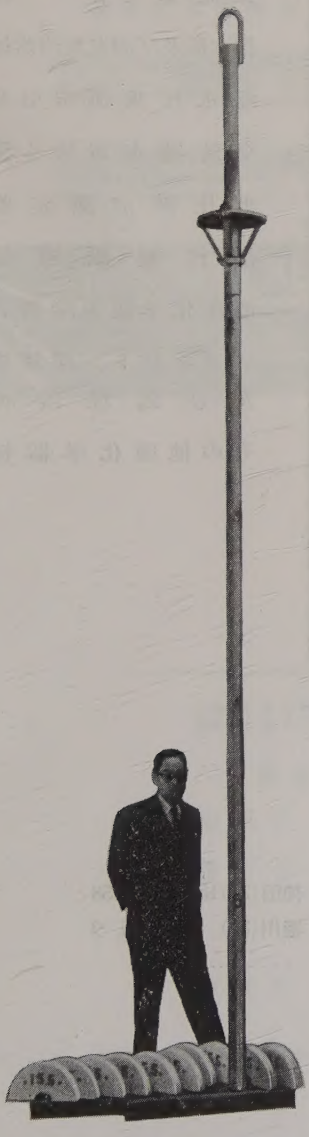
巻 号	頁	行	正	誤
14巻1号	14	Fig. 2 の説明	Stream lines	Stream times

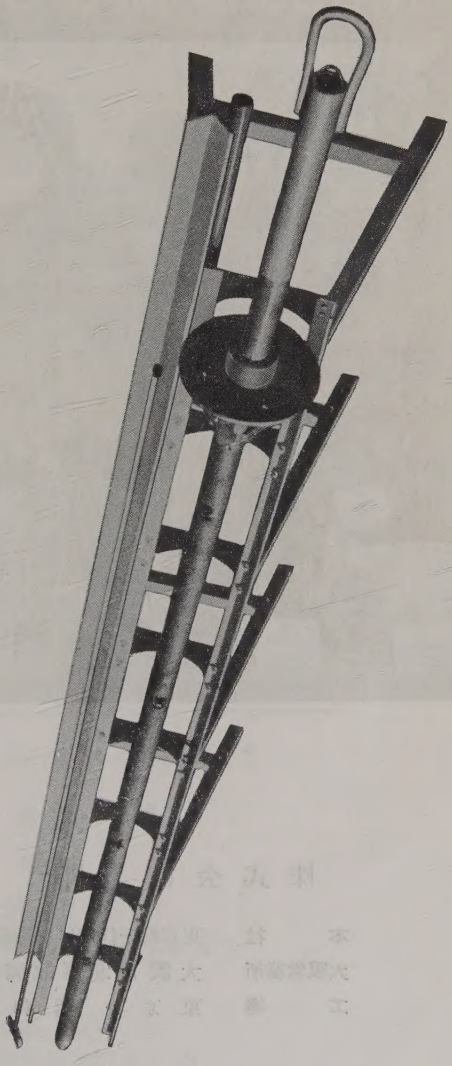
T.S.K 株式會社 鶴見精機

THE TSURUMI SEIKI KOSAKUSHO CO., LTD.

No. 1506, Tsurumi, Tsurumi-ku, YOKOHAMA, JAPAN

The Synthetic Maker of the Oceanographic Instruments and the Marine Instruments





T.S—大型ピストンコーアサンプラー

（着底音発信装置付）

東京水産大学新野教授御指導

リゴー海洋観測器械

測深機　各　種
採泥器　各　種
採水器及び測温観測器械
海水比重測定用具
海流調査器械各種
波圧波浪測定器
潮汐観測器械
海洋化学観測諸器具
プランクトン採集網
及び処理器械
その他理化学器械

株式会社　**離合社**

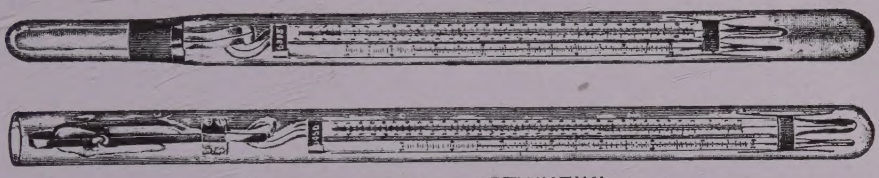
本　社　東京都千代田区神田鍛冶町1の2　電話 神田(25)1513・773・458
大阪営業所　大阪市北区北同心町1の15　電話 堀川(35)　8019
工　場　東京・浦和

REVERSING THERMOMETER

渡部式転倒温度計　赤沼式海水用比重計
木枠式転倒温度計　温度基準器各種
水温計各種　湿度計・水銀リレー

株式会社 渡部計器製作所

東京都文京区東片町114　電話 小石川 (92) 5954番 0044番



TELEGRAPHIC CODE: STWKEIKI

WATANABE KEIKI MANUFACTURING COMPANY LTD.

114 Higashikata-machi. Bunkyo-ku Tokyo.

JAPAN

昭和 33 年 6 月 20 日印刷
昭和 33 年 6 月 25 日発行

日本海洋学会誌 第14巻 第2号

定価 ¥200　送料 ¥20

編集者　中野猿人

発行者　日本海洋学会
東京大学理学部地球物理学教室内
東京都文京区弥生町
振替番号：173123

印刷所　大東印刷工芸株式会社
東京都中央区新富町2ノ19

JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN

BOARD OF EDITORS

Editor-in-Chief	Masito NAKANO	Meteorological Research Institute
Assistant Editors	Masao HANZAWA	Japan Meteorological Agency
	Ryuzo MARUMO	Japan Meteorological Agency
	Hiroshi NIINO	Tokyo University of Fisheries
	Akira OKUBO	Japan Meteorological Agency
	Sanae UNOKI	Meteorological Research Institute

* * *

The JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN is a medium for the publication of original paper in oceanography and closely allied fields. It is published quarterly by the Oceanographical Society of Japan. The annual dues for the types of membership available in the Society are: Domestic Member ¥600, Oversea Member $2.50 (¥900), and Sustaining member ¥5000. The subscription price of the Journal is ¥800 per year to nonmembers. Foreign subscription carry an additional charge for postage $1.00 (or equivalent amount in Japanese currency according to the prevailing official rate of exchange).

Subscribers are requested to make remittance payable to the Oceanographical Society of Japan. Subscription orders, claims for missing numbers, change of address, and other business correspondence should be addressed to the Oceanographical Society of Japan, c/o Geophysical Institute, Tokyo University, Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.

* * *

Information for contributors

1. Authors must be, in principle, members of the Oceanographical Society of Japan, but there is no objection if co-authors are non-members.
2. The date of receipt of a manuscript is when the editorial board receives it. The manuscript should be one which has been read at an open meeting and has not been printed elesewhere. The reading of the manuscript at an annual or a monthly meeting of the Oceanographical Society of Japan is desirable. The manuscript should be provided with the date, the name and the place of the meeting at which it was read. Every manuscript should be sent *directly* to **the Editorial Board of the Journal of the Oceanographical Society of Japan, c/o Oceanographical Laboratory, Meteorological Research Institute, Mabashi, Suginami-ku, Tokyo, Japan.**
3. All contributions to the Journal should be written in Japanese or in occidental languages. In the latter case, English language is desirable.
4. The manuscript must be clear and brief, and its length should not exceed **10** pages when printed in the Journal. This nearly corresponds to 25 double-spaced typewritten pages including figures. and tables. The author is requested to pay page charges necessary for printing the exceeded pages. All manuscripts should be prepared with special attention to following articles.
   (a) All manuscripts should be typewritten with double-space.
   (b) Title, author's name and affiliation are required at the beginning of each manuscript.
   (c) Each figure must be drawn in black ink or Indian ink for direct photographic reproduction. The original drawing, particularly characters and symbols for the lettering of illustrations, should be large enough to remain clearly legible when reduced.
   (d) Figures and tables should be confined to necessary ones. The author might be requested to pay charges necessary for printing them when they are particular or exceed **8** sheets.
   (e) Each figure and table must be provided with an adequate legend.
   (f) Mathematical formulae in the manuscript should be written clearly with a wide space above and below each character.
   (g) References should be grouped at the end of the paper and arranged alphabetically by authors' name.
   (h) The form and style of each article should be referred to the Journal subsequent to volume 12.
5. The editorial board of the Journal might revise or request the author to revise the submitted manuscript. A manuscript which is against the above mentioned articles will not be accepted. The author must read, in principle, the galley proof.
6. The author (or authors) of each article will receive a total of 50 *free* reprints (with covers). Additional reprints with or without covers may be ordered by authors at the cost of printing (including postage).